N° D'ORDRE

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André HUCK

1ère THÈSE - *Détection des neutrons rapides à l'aide de scintillateurs organiques: étude des distributions des protons de recul et des réactions* $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$ *et* $^{12}C(n,n')3\alpha$.

2ème THÈSE - *Applications récentes du modèle statistique aux réactions induites par les neutrons.*

Soutenues le 26 avril 1968 devant la Commission d'examen:

M. A. COCHE	*Président*
M. R. ARMBRUSTER	*Examinateur*
Mme D. MAGNAC-VALETTE	*Examinateur*
M. R. CHASTEL	*Membre invite*
M. G. WALTER	*Examinateur*

N° D'ORDRE

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André HUCK

1ère THÈSE - *Détection des neutrons rapides à l'aide de scintillateurs organiques: étude des distributions des protons de recul et des réactions* $^{12}C(n, \alpha)^{9}Be$ *et* $^{12}C(n,n')3\alpha$.

2ème THÈSE - *Applications récentes du modèle statistique aux réactions induites par les neutrons.*

Soutenues le 26 avril 1968 devant la Commission d'examen:

M. A. COCHE	*Président*
M. R. ARMBRUSTER	*Examinateur*
Mme D. MAGNAC-VALETTE	*Examinateur*
M. R. CHASTEL	*Membre invite*
M. G. WALTER	*Examinateur*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552712_0010

UNIVERSITE DE STRASBOURG
FACULTE DES SCIENCES

Doyen : Professeur J.H. VIVIEN

Doyens Honoraires : A.KIRMANN, P.LACROUTE, H.J.MARESQUELLE, G.MILLOT

Professeurs Honoraires : P.DE BEAUCHAMP, L.BOISSELET, H.CARTAN, G.CERF, C.CHABAUTY, A.CHRETIEN, J.DENY, Ch.EHRESMANN, M.FRECHET, Mlle S. GILLET, A.HEE, R.HOCART, A.KIRRMANN, G. LEMEE, P. L'HERITIER, A.LICHNEROWICZ, L.NEEL, Ch.SADRON, E.TERROINE, R.THIRY, H. VILLAT, H.WEISS, Et.WOLFF, J.YVON.

Maître de Conférence Honoraire : R. WEIL.

Professeurs :

H.J.MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
A.ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie des fonctions
H.FORESTIER	T.	Chimie générale
J.RØTHE	T.	Physique du Globe
P.LACROUTE	T.	Astronomie
J.H.VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A.MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S.GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique nucléaire
L.SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J.BYE	T.	Chimie Physique
R.LOMBARD	T.	Chimie organique
Mlle M.PEREY	T.	Chimie nucléaire
S.GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P.JOLY	T.	Biologie générale
H.BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P.CUER	T.	Physique générale et Physique corpusculaire
G.MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R.LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H.SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R.ROHMER	T.	Chimie minérale
Mlle A.GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S.NIKITINE	T.	Physique générale
F.STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B.WURTZ	T.T.P.	Chimie biologique
J.BRENET	T.	Electrochimie

G.OURISSON	T.T.P.	Chimie
A.COCHE	T.T.P.	Physique nucléaire
R.CERF	T.	Physique générale
J.FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P.TAGLANG	T.	Physique
J.P.LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A.DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B.DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R.ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A.ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L.HIRTH	T.	Microbiologie
A.SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J.COGNE	T.T.P.	Géologie
A.FUCHS	T.	Mécanique rationnelle
A.GALLMANN	T.T.P.	Physique
P.MIALHE	T.T.P.	Physiologie animale
J.P.EBEL	T.	Chimie biologique
J.PARROD	T.T.P.	Chimie
R.WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D.MAGNAC	T.T.P.	Physique
M.DAUNE	P.S.C.	Physique
J.P.ADLOFF	T.T.P.	Chimie nucléaire
D.BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
M.ZISMAN	T.T.P.	Mathématiques
E.DANIEL	T.	Physique expérimentale
P.CHEVALLIER	T.	Physique
J.GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P.CARTIER	T.	Mathématiques
G.REEB	T.	Topologie
F.NORGUET	T.	Analyse supérieure
R.CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J.WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme M.BRINI	P.S.C.	Chimie
G.PERNY	P.S.C.	Physique
R.BARO	P.S.C.	Physique
H.DURANTON	P.S.C.	Botanique
R.WEISS	T.T.P.	Chimie
P.FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J.LERAY	P.S.C.	Physique
J.P.SCHWING	P.S.C.	Chimie
M.SIESKING	P.S.C.	Physique
G.MONSONEGO	T.	Physique théorique
P.GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques
C.WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymeres industriels

P.A.MEYER.....T.T.P. Mathématiques
G.WEILL.....P.S.C. Physique
J.M.BLOCH.....T. Chimie
A.CLAUSS.....P.S.C. Chimie
E.FOLLENIUS.....P.S.C. Zoologie
J.LUCAS.....P.S.C. Géologie
G.GLAESER.....T. Mathématiques
J.J.THIEBOLD.....P.S.C. Biologie animale

Professeurs Associés :

S.R.DE GROOT.....Physique

R.MARCHESSAULT.....Physicochimie macromoléculaire
G.LUMER.....Mathématiques
R.MORIARTY.....Chimie organique
J.AUSLANDER.....Physique corpusculaire

Maîtres de Conférence :

H.DANAN.....Physique
Mme WINTER Ch.....Physique
J.P.EBERHART.....Minéralogie
Mme D.CAGNIANT.....Chimie
X.FERNIQUE.....Mathématiques
J.STREITH.....Chimie
J.H.WEIL.....Chimie biologique
F.GAUTIER.....Physique propédeutique
G.SUTTER.....Physique électronique
D.FOATA.....Mathématiques
J.L.VERDIER.....Mathématiques
J.M.LEHN.....Chimie
Cl.ROBERT.....Physique
Mr.LACROUTE.....Biologie végétale
M.GOUNOT.....Botanique
J.PRADINES.....Mathématiques
A.GIRARDIE.....Biologie animale
F.BECKER.....Physique mathématique
J.DEHAND.....Chimie minérale
Cl.GODBILLON.....Mathématiques
M.KAROUBI.....Mathématiques
A.MIGNOT.....Mathématiques appliquées

Maîtres de conférences Associés :

V.AVANTSSIAN..... Mathématiques

Secrétaire : G. SAINT-PE

Ce travail a été effectué au Département de Physique des Rayonnements et d'Electronique Nucléaire du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

Je prie Monsieur le Professeur COCHE, Directeur du Département, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour son enseignement et son soutien qui m'ont permis de mener à bien ce travail de recherche.

Je remercie Monsieur ARMBRUSTER et Madame MAGNAC-VALETTE, Professeurs à la Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg, d'avoir bien voulu faire partie des examinateurs chargés de juger cette thèse.

Que Monsieur le Professeur CHASTEL, Directeur du Laboratoire de Recherches Nucléaires de Bordeaux, veuille bien accepter mes remerciements pour avoir participé à mon jury.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur WALTER, Chargé de Recherches au CNRS, pour son aide constante et ses conseils précieux.

Que l'ensemble des personnes qui m'ont assuré leur collaboration au cours de mes expériences aux accélérateurs Philips et Sames en soient remerciées.

Mesdames THIMMESCH et CHELY ainsi que Messieurs SCHMIDT, JAECK et LOISEAU ont apporté leurs soins à la présentation de cette thèse, je leur exprime ma gratitude.

A mes parents

A ma femme

DETECTION DES NEUTRONS RAPIDES

A L'AIDE DE SCINTILLATEURS ORGANIQUES :

ETUDE DES DISTRIBUTIONS DES PROTONS DE RECUL

ET DES REACTIONS $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$ et $^{12}C(n,n')3\alpha$

INTRODUCTION

La détection des neutrons diffère de celle des autres rayonnements nucléaires du fait qu'ils ne produisent dans la matière, ni excitation, ni ionisation. Ils ne peuvent donc être mis en évidence que par l'intermédiaire de leur interaction avec les noyaux qui entraîne, soit la capture du neutron, soit sa diffusion.

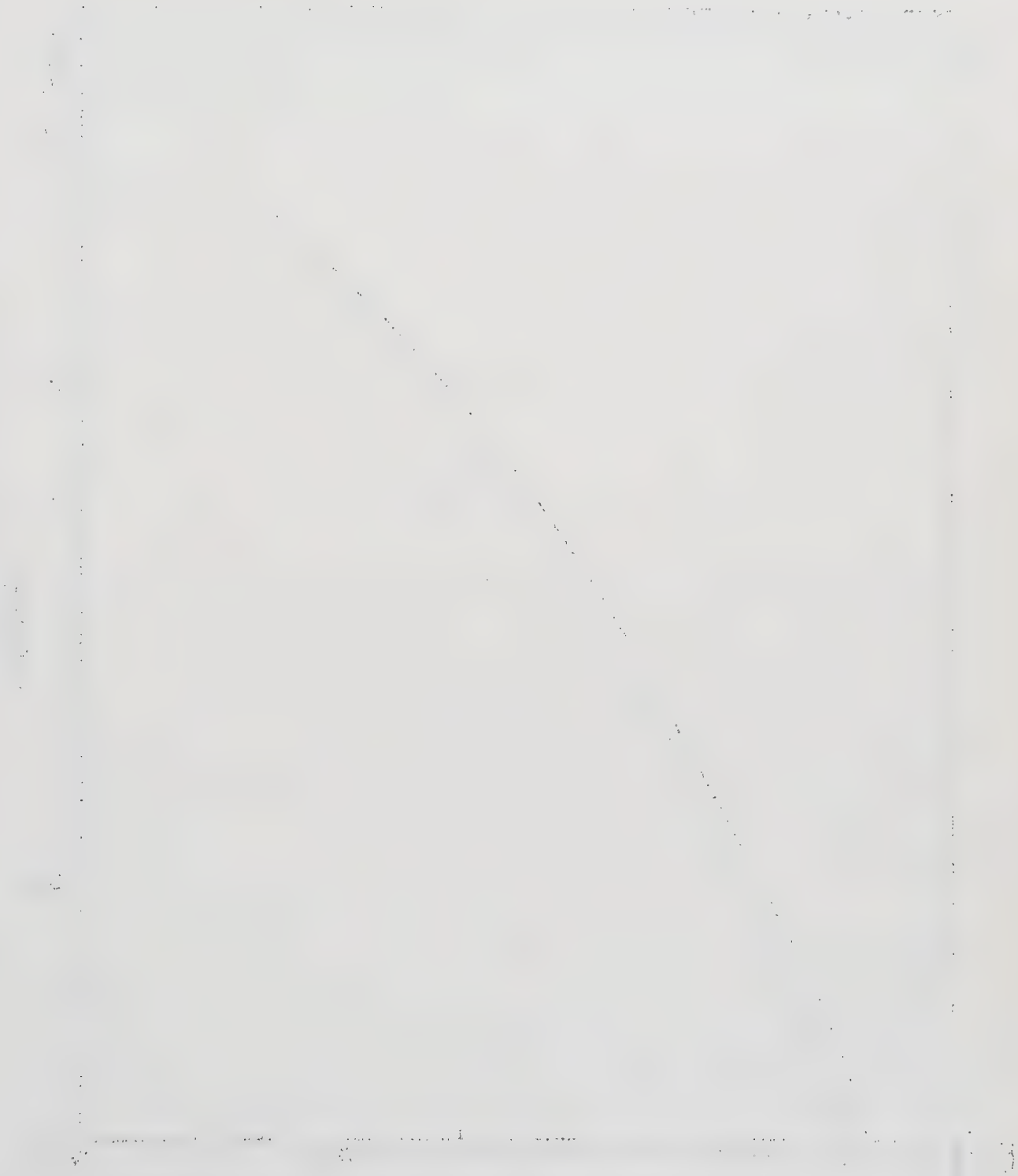
Le premier processus conduit souvent à la formation de noyaux radioactifs et l'activité ainsi induite peut être utilisée pour détecter les neutrons. On peut par exemple irradier dans le flux des neutrons, un échantillon, puis mesurer son activité avec un détecteur convenable. La capture donne aussi naissance à un noyau composé qui se désintègre avec émission de particules : c'est ainsi que les réactions exothermiques :

$$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li \qquad Q = 2,79 \text{ MeV}$$

$$^{6}Li(n,\alpha)^{3}H \qquad Q = 4,79 \text{ MeV}$$

sont souvent employées dans les mesures de neutrons d'énergies inférieures à 400 keV, le bore ou le lithium pouvant être introduits au sein même du compteur qui détecte la particule émise.

Dans le cas des neutrons rapides, on observe encore la formation de noyaux radioactifs, mais les réactions de capture des neutrons sont endothermiques pour la plupart. L'existence d'un seuil d'énergie permet



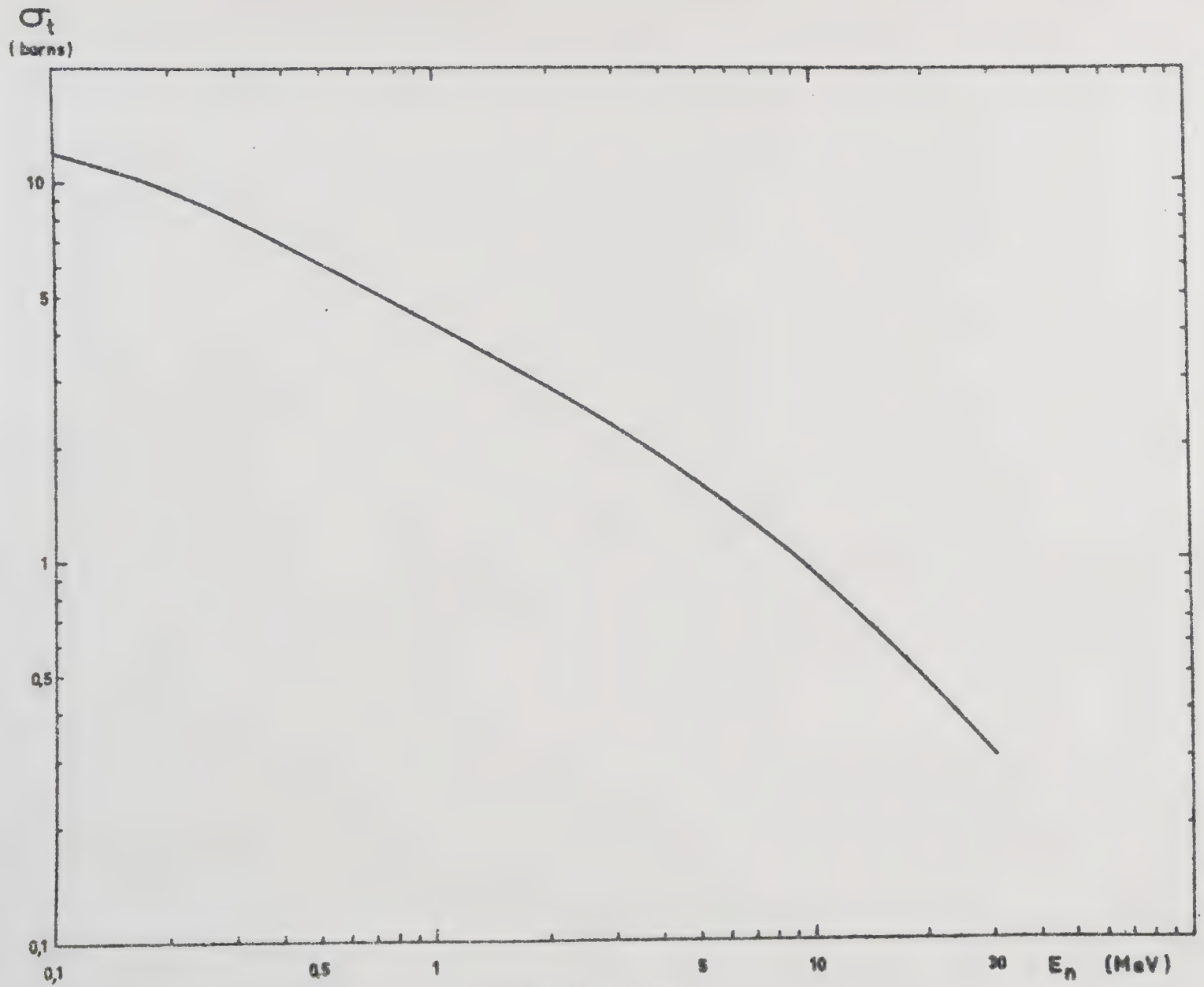


FIGURE 1

dans ce cas, de mettre en évidence des neutrons d'énergies supérieures au seuil ou comprises entre deux valeurs en associant plusieurs détecteurs de seuils différents.

Néanmoins, dans le cas des neutrons rapides, la diffusion élastique est la réaction la plus utilisée pour les deux raisons suivantes :

- d'après les lois des chocs élastiques, l'énergie E d'un noyau de masse M projeté dans une direction faisant l'angle θ avec celle des neutrons incidents d'énergie E_o est donnée dans le système du laboratoire, par la relation :

$$E = E_o \frac{4M \cos^2\theta}{(M+1)^2}$$

L'énergie cédée au noyau de recul est donc proportionnelle à celle du neutron et d'autant plus grande que la masse M est plus petite. On est donc conduit à utiliser des diffuseurs de faibles masses atomiques, en particulier des substances hydrogénées. Dans ce dernier cas, le proton de recul peut acquérir toute l'énergie du neutron incident au cours d'un choc frontal (θ = o). On peut donc faire de la spéctrométrie de neutrons par mesure de l'énergie maximale des protons.

- la section efficace de diffusion élastique n-p est importante, comparée à celle d'interaction des neutrons rapides avec la plupart des atomes. La variation de la section efficace totale avec l'énergie (entre O,1 et 30 MeV) est représentée sur la figure 1. Ces valeurs obtenues à partir de la théorie de Gammel sont en bon accord avec les mesures et peuvent être confondues avec la section efficace de diffusion élastique, la réaction de capture radiative par l'hydrogène étant négligeable.

Parmi les substances hydrogénées utilisées pour la détection et la mesure de l'énergie des neutrons, il faut citer d'abord les émulsions photographiques qui permettent de déterminer non seulement l'énergie, mais aussi la direction des protons de recul. Seule, la chambre de Wilson offrirait cette possibilité, mais avec ces deux dispositifs, l'analyse des résultats est longue.

L'hydrogène pur ou les hydrocarbures ont été employés comme gaz de remplissage des compteurs proportionnels, mais ces derniers délivrent des impulsions de temps de montée importants qui les rendent inaptes aux mesures de coïncidences.

Les scintillateurs organiques conviennent bien au contraire pour la détection des neutrons rapides. Ils ne contiennent que du carbone et de l'hydrogène et constituent un milieu à forte densité de protons ($4,7.10^{22}$ protons cm^{-3} dans le stilbène, $C_{14}H_{12}$, par exemple). Comme le scintillateur sert à la fois de cible et de détecteur, tous les protons de recul sont comptés et de ce fait, un scintillateur même de faible épaisseur, 1 cm, présente une efficacité de l'ordre de 10 % pour des neutrons d'énergie égale à 5 MeV. Enfin, la variété des substances organiques fluorescentes permet la réalisation de compteurs de formes très diverses.

Ces caractéristiques ont entraîné l'utilisation courante des scintillateurs organiques en vue de la spectrométrie des neutrons rapides. Plusieurs techniques ont été développées dans ce but, parmi lesquelles il faut citer :

- la détermination de l'énergie des neutrons à partir de la répartition en énergie des protons de recul créés dans le compteur.

- la mesure de la vitesse de ces particules par la détermination de leur temps de vol.

L'application de ces méthodes à l'analyse de spectres complexes de neutrons nécessite la connaissance de la variation de l'efficacité du scintillateur en fonction de l'énergie. Il en résulte qu'il est important d'examiner les diverses interactions possibles des neutrons avec les constituants du détecteur et de préciser les sections efficaces des diverses réactions qui ont lieu.

Un scintillateur placé dans un flux de neutrons rapides détecte, en plus des protons de recul, des électrons Compton résultant du rayonnement γ environnant. De plus, lorsque l'énergie des neutrons dépasse 8 MeV, les deux réactions suivantes sont induites sur les noyaux de carbone de ce milieu organique :

$$^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$$

$$^{12}C(n,n')3\alpha$$

La propriété présentée par certains scintillateurs de donner une émission de lumière dont la forme dépend de la nature du rayonnement détecté, a permis de réaliser de nombreux dispositifs afin de discriminer les électrons, des particules plus lourdes, des protons par exemple. Nous avons pensé que l'extension de cette technique à la séparation des protons

et des particules α pouvait être réalisée. Dans ce cas, on disposerait d'une méthode permettant de déterminer toutes les interactions des neutrons rapides avec le scintillateur.

C'est dans ce but que nous avons analysé au début de notre travail les possibilités de discrimination présentées par de nombreux scintillateurs organiques (liquides, plastiques et monocristallins).

Un circuit électronique associé à un cristal de stilbène, nous a permis d'identifier séparément les protons et les particules α .

Ce dispositif a été ensuite utilisé pour obtenir des spectres de protons de recul en l'absence des contributions α résultant des interactions sur le carbone. Nous avons aussi pu rendre compte de ces distributions expérimentales par le calcul dans un grand domaine d'énergies, contrairement aux travaux similaires publiés jusqu'alors.

La technique de discrimination utilisée nous a également permis d'obtenir les distributions en énergie des particules α lorsqu'on irradie un scintillateur organique par un flux de neutrons monoénergétiques entre 15 et 20 MeV. Les spectres ont été interprétés à l'aide de la réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$ et de la tripartition du noyau de carbone en trois particules α. Dans le cas de la première de ces réactions, nous avons pu déterminer les distributions angulaires des particules α. Nous résultats sont en désaccord avec ceux qui ont été obtenus à l'aide de la technique des émulsions nucléaires. Nous avons tenté de les interpréter par des modèles d'interaction directe et nous avons utilisé dans ce but les calculs effectués en

approximation de Born pour les ondes planes, avec différents potentiels d'interaction nucléaire.

Les résultats que nous avons obtenus sont en bon accord avec les courbes expérimentales lorsqu'on suppose que le processus en jeu est une éjection de la particule α préformée dans le noyau cible (heavy particle stripping).

Dans le cas de la diffusion inélastique des neutrons sur les noyaux de carbone, la contribution de différents mécanismes a pu être mise en évidence. Ces indications complètent les résultats obtenus précédemment à l'aide d'émulsions photographiques nucléaires.

CHAPITRE I

IDENTIFICATION DES PARTICULES DANS LES SCINTILLATEURS ORGANIQUES

I. LES DEUX COMPOSANTES DE LA SCINTILLATION.

La fluorescence des milieux organiques excités par des rayonnements ionisants ou électromagnétiques est attribuée à la transition radiative entre les états moléculaires singulets S_1 et S_o. La formation, lors du ralentissement d'une particule ionisante, des états S_1 a lieu suivant deux modes (1) :

- l'excitation des molécules sur des niveaux singulets élevés suivie de conversion interne vers l'état S_1.
- l'annihilation de deux états triplets (T_o) suivant la réaction : $T_o + T_o \rightarrow S_1 + S_o$. Ceux-ci sont formés également par conversion interne d'états triplets d'énergies élevées qui résultent de la recombinaison de paires d'ions dans le milieu.

Le premier mode donne naissance à une composante rapide de scintillation dont l'intensité décroît de façon exponentielle avec une constante de temps égale à quelques nanosecondes. Par contre le second

processus se traduit par une émission lumineuse dont l'intensité décroît pendant quelques microsecondes, la formation des états S_1 étant retardée : c'est la composante lente.

L'étude expérimentale de ces phénomènes a débuté en 1956 lorsque WRIGHT [2] a mis en évidence la modification de la loi de décroissance de l'émission de lumière de certains scintillateurs organiques (anthracène, stilbène et p-terphényl) suivant qu'ils sont irradiés par des rayons β ou des particules α. Il attribua ce fait à une variation, avec le pouvoir ionisant de la particule excitatrice, de la constante de temps de décroissance de la scintillation. BROOKS [3] suggéra alors la possibilité d'utiliser cette propriété de ces détecteurs pour distinguer les électrons, des particules plus lourdes.

OWEN [4] et BROOKS [5] ont ensuite étudié en détail la forme de la décroissance lumineuse en fonction du temps dans de nombreux milieux organiques avec des rayonnements de différente nature (e, p, α). Leurs mesures ont permis de distinguer la composante rapide décroissant en fonction du temps suivant une loi exponentielle (de constante de temps égale à 6 ns par exemple pour le stilbène) et la composante lente dont l'émission a pu être suivie pendant quelques microsecondes. Ces auteurs ont également établi que la proportion relative de ces deux composantes dépend de la densité d'ionisation donc de la nature de la particule. A la suite de ces travaux, de nombreuses mesures ont été effectuées sur le stilbène pour lequel le tableau I montre le rapport de l'intensité de la composante lente à celle de la lumière totale émise pendant la scintillation.

TABLEAU I

Excitation	NEMILOV [6]	BOLLINGER [7] (20 ns à 75 µs)	OWEN [8] (20 ns à 8 µs)	WALTER [9] (70 ns à 8 µs)
e	0,15	0,15	0,35	0,07
p		0,36	0,54	0,18
α	0,35	0,54	0,66	0,24

Le désaccord entre ces valeurs est essentiellement dû au fait qu'il est difficile de mesurer la composante lente sans contribution de la composante rapide. Ainsi l'on peut remarquer que 20 nanosecondes après le début de la scintillation cette composante (τ_1 = 6 ns) n'a décrue que de 90 %. Par ailleurs ces mesures ont été faites pendant des intervalles de temps non identiques avec des méthodes dont les précisions sont très différentes : analyse de hauteurs d'impulsions [6] , technique du photoélectron unique [7], observation à l'oscilloscope à échantillonnage [8] , intégration du courant à l'anode du photomultiplicateur [9]. Il faut enfin signaler que les énergies des rayonnements utilisés n'étaient pas les mêmes dans ces diverses expériences : WALTER [9] a mis en évidence la variation du rapport des deux intensités avec l'énergie des particules plus lourdes que les électrons.

Par contre les résultats figurant sur ce tableau montrent que les intensités relatives varient suffisamment en fonction de la nature de la particule incidente pour être utilisable dans la discrimination des électrons, des protons et des particules α.

Afin de mettre en évidence les réactions induites par les neutrons rapides dans les scintillateurs organiques, nous avions besoin d'un dispositif électronique suffisamment sensible pour réaliser la séparation des protons et des particules α, à partir des différences correspondantes des deux composantes. Nous examinerons maintenant les montages les plus employés pour identifier les particules nucléaires détectées par ces scintillateurs.

II. CHOIX DE LA METHODE DE DISCRIMINATION UTILISEE.

De nombreux circuits ont été réalisés pour mettre à profit la variation des formes des impulsions délivrées par ces compteurs à scintillation lorsqu'ils détectent des particules de nature différente. Ces dispositifs électroniques ont pour fonction de comparer l'amplitude de la composante lente soit à celle de la composante rapide, soit à celle de la scintillation totale. Nous décrirons brièvement les trois qui sont couramment utilisés et dont le principe a servi à la réalisation de tous les autres.

1) Comparaison de l'intensité de la composante rapide à celle de la scintillation totale : F.D. BROOKS [5].

Deux circuits série RC de constantes de temps différentes (10^{-9} s et 10^{-8} s), utilisés à l'anode et à la dernière dynode du photomultiplicateur permettent d'obtenir pour chaque scintillation deux impulsions dont les amplitudes sont respectivement proportionnelles, à l'intensité de la composante rapide et à l'intensité totale des deux composantes. Par addition de ces deux signaux, on obtient une impulsion dont l'amplitude est fonction de la différence des deux composantes. Le règlage optimal des deux constantes de temps d'intégration entraîne l'obtention d'un signal positif lorsque la particule détectée est plus lourde que l'électron. Ce dispositif a été utilisé dans des applications aussi variées que l'étude des propriétés des scintillateurs plastiques [11] et de réactions nucléaires [12] conduisant à l'émission de neutrons.

2) Saturation du courant dans le photomultiplicateur : R.B. OWEN [12].

La méthode employée par cet auteur consiste à provoquer cette saturation par la charge d'espace créée au niveau d'une électrode du PM pendant la durée de l'impulsion rapide. Ceci est réalisé en maintenant la différence de potentiel entre l'anode et la dernière dynode du tube voisine de zéro. L'intensité du courant correspondant au déclin

lent de la scintillation étant faible, la dynode reprendra son fonctionnement normal et délivrera une tension proportionnelle à la composante lente. Le potentiel de l'anode est ajusté pour obtenir une impulsion positive dans le cas des protons et négative dans celui des électrons.

Par suite de la simplicité de sa mise en oeuvre, ce circuit est le plus utilisé dans la détection des neutrons rapides avec discrimination des rayons γ . On peut citer parmi les applications les plus caractéristiques : la spectrométrie des neutrons rapides par mesure de temps de vol [13, 14] ou par l'étude des distributions en énergies des protons de recul [15, 16].

3) Procédés basés sur la mesure de l'instant de passage à zéro de l'impulsion.

De nombreux auteurs [17, 18, 19] ont réalisé des circuits qui mettent à profit la variation avec la nature de la particule détectée des caractéristiques de l'impulsion différentiée (RC ou ligne à retard) du photomultiplicateur. Le rapport des intensités des composantes lentes et rapides étant plus élevé pour les protons que pour les électrons , l'instant de passage à zéro des signaux ainsi mis en forme diffère pour ces deux types de particules. Cette méthode a été expérimentée au laboratoire avec un monocristal de stilbène exposé dans un flux de neutrons rapides et de rayons γ. La discrimination est réalisée en mesurant l'écart entre les passages à zéro des impulsions corres-

pondantes. Cet écart est pour ce scintillateur de l'ordre de 20 nanosecondes.

La réalisation des circuits que nous avons décrits a permis d'envisager des possibilités nouvelles dans la détection des particules nucléaires par les scintillateurs organiques. Ces techniques ont une limite qui est surtout imposée par les fluctuations statistiques du nombre d'électrons émis par la photocathode pendant la durée de la composante lente et le bruit de fond du photomultiplicateur. Il en résulte un seuil inférieur d'identification correspondant en général à des protons de 500 keV et des électrons de 60 keV. L'application la plus courante de la discrimination de forme est le rejet des évènements γ dans la détection des neutrons rapides. Cette séparation n'avait cependant pas pu être étendue aux protons et aux particules α.

Il faut en effet remarquer que la comparaison de l'intensité totale de la scintillation à l'intensité de la composante lente obtenue à l'aide des circuits que nous venons de décrire, suppose que la décroissance lumineuse $J(t)$ est représentée par la loi suivante :

$$J(t) = A e^{-\frac{t}{\tau_1}} + B e^{-\frac{t}{\tau_2}}$$

Or les travaux de VOLTZ [1] sur la théorie de la radioluminescence qui ont été confirmés par des résultats expérimentaux [20], montrent

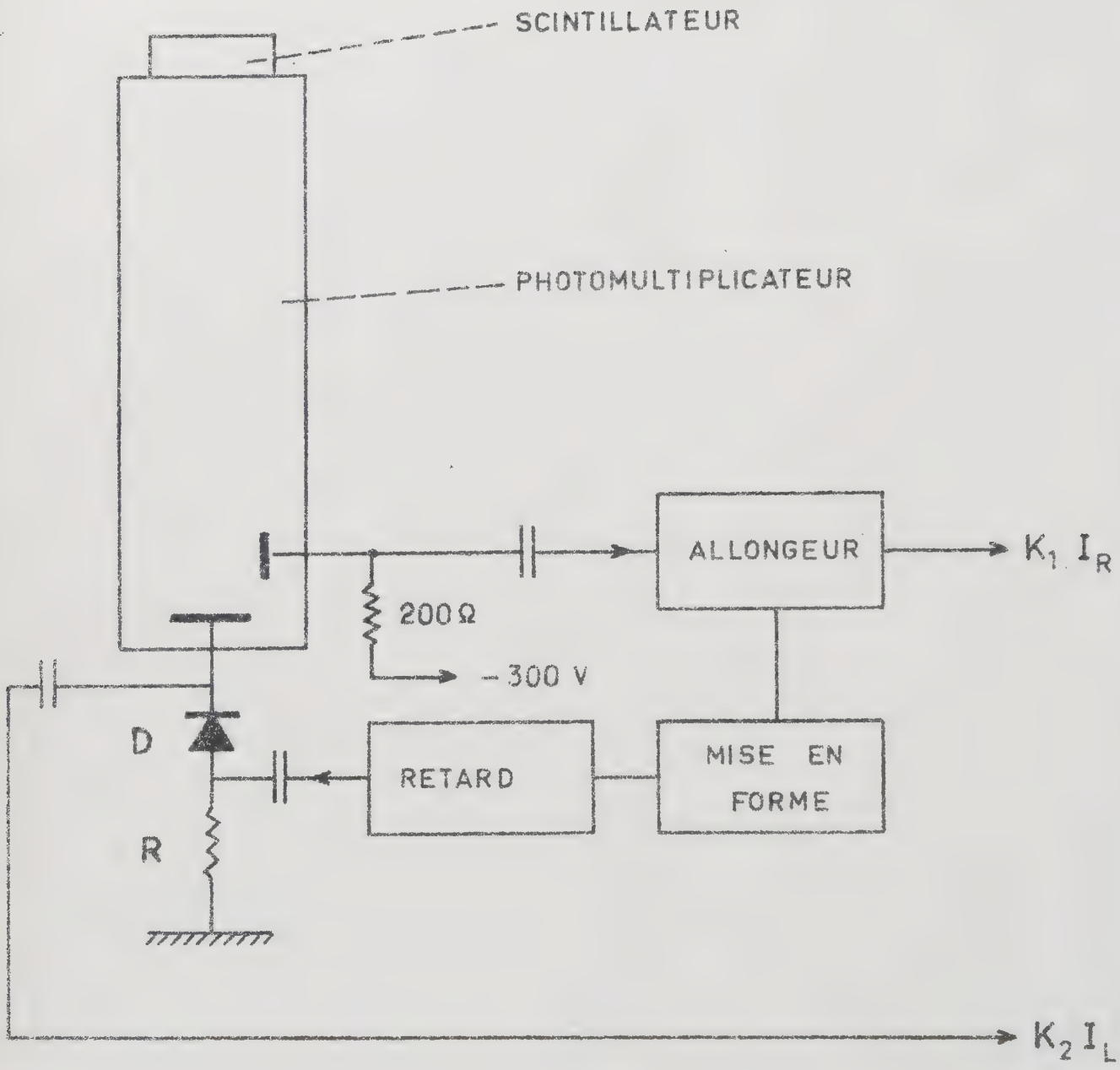

SCINTILLATEUR
PHOTOMULTIPLICATEUR
ALLONGEUR
$K_1 I_R$
200 Ω
- 300 V
D
RETARD
MISE EN FORME
R
$K_2 I_L$

FIGURE 2

que si l'émission prompte suit bien une loi exponentielle, l'émission différée présente une décroissance plus complexe. La discrimination réalisée avec les circuits classiques mentionnés ci-dessus ne peut donc pas utiliser de manière optimale les propriétés de l'impulsion lumineuse. Ceci peut expliquer qu'aucune de ces techniques n'ait été appliquée à l'identification séparée des protons et des particules α. Un dispositif électronique mis au point dans notre laboratoire [21, 22] nous a permis d'étendre la discrimination à ces particules. Nous allons maintenant exposer cette méthode.

4) Circuit de mesure des intensités des deux composantes de la scintillation.

Ce montage représenté sur la figure 2 permet d'obtenir pour chaque scintillation, deux impulsions d'amplitudes $K_1 I_R$ et $K_2 I_L$ respectivement proportionnelles aux intensités I_R et I_L des composantes rapide et lente. La lumière émise par le scintillateur tombe sur la cathode d'un PM 56 UVP dont la quatorzième dynode est reliée à une faible résistance de charge (200 Ω). Afin de pouvoir être analysé dans un sélecteur multicanaux, ce signal dont l'amplitude est proportionnelle à l'intensité I_R est allongé à 1 μsec à l'aide d'un dispositif de même type que celui décrit par RAIMBAULT [23].

La charge de l'anode est constituée par la diode D(OA9) en série avec la résistance R (100 Ω). Au repos, la diode est légèrement

conductrice par suite du courant d'obscurité du photomultiplicateur. Une impulsion prélevée sur l'allongeur déclenche un circuit de mise en forme qui délivre un signal, sous une faible impédance, dont les caractéristiques sont les suivantes : durée 1 µs , amplitude - 40 volts. Ce signal convenablement retardé permet de bloquer la diode. La charge d'anode du photomultiplicateur devient alors de l'ordre de 10^6 ohms pendant la durée de cette impulsion. Comme l'allongeur a été déclenché par l'impulsion rapide (début de la scintillation), on obtiendra ainsi, aux bornes de la diode bloquée, un signal qui correspond à l'intégration de la composante lente.

Remarquons que le temps t à partir duquel nous prélèverons $K_2 I_L$ doit être choisi tel que la composante rapide de constante de temps de décroissance τ_1 ait décrue. Il est en général inférieur à 100 nanosecondes, sauf pour l'anthracène pour lequel $\tau_1 = 35$ ns.

Avec ce circuit nous disposons, pour chaque particule détectée par le scintillateur, de deux impulsions d'amplitude $K_1 I_R$ et $K_2 I_L$ dont la comparaison peut être effectuée qualitativement, à l'aide d'un oscilloscope ou quantitativement avec un sélecteur d'amplitude bidimensionnel. Chaque couple de valeurs ($K_1 I_R$, $K_2 I_L$) sera analysé et visualisé suivant deux coordonnées qui dépendent de l'énergie et de la nature de la particule détectée.

a) Visualisation de la discrimination à l'oscilloscope.

Un montage simple consiste à appliquer les impulsions correspondant aux composantes rapide et lente aux plaques horizon-

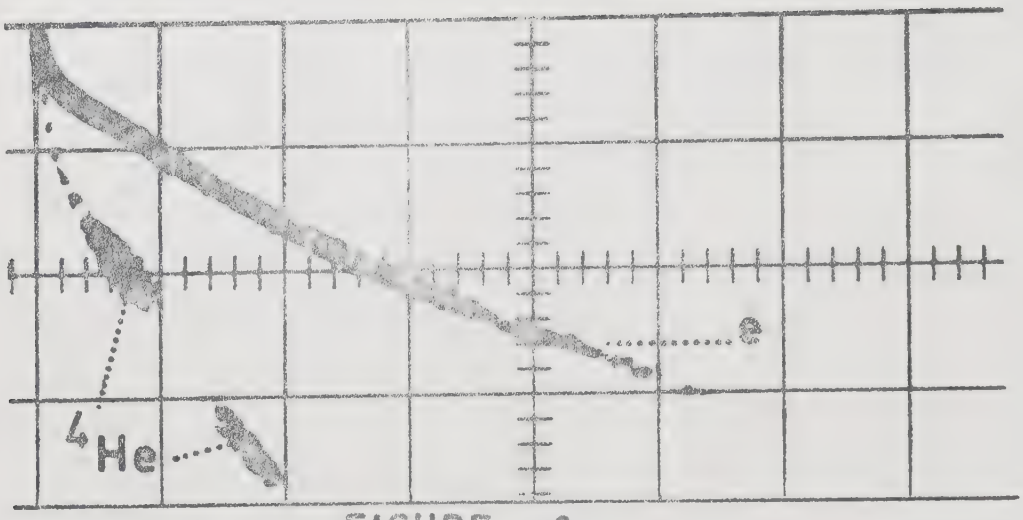


FIGURE 3

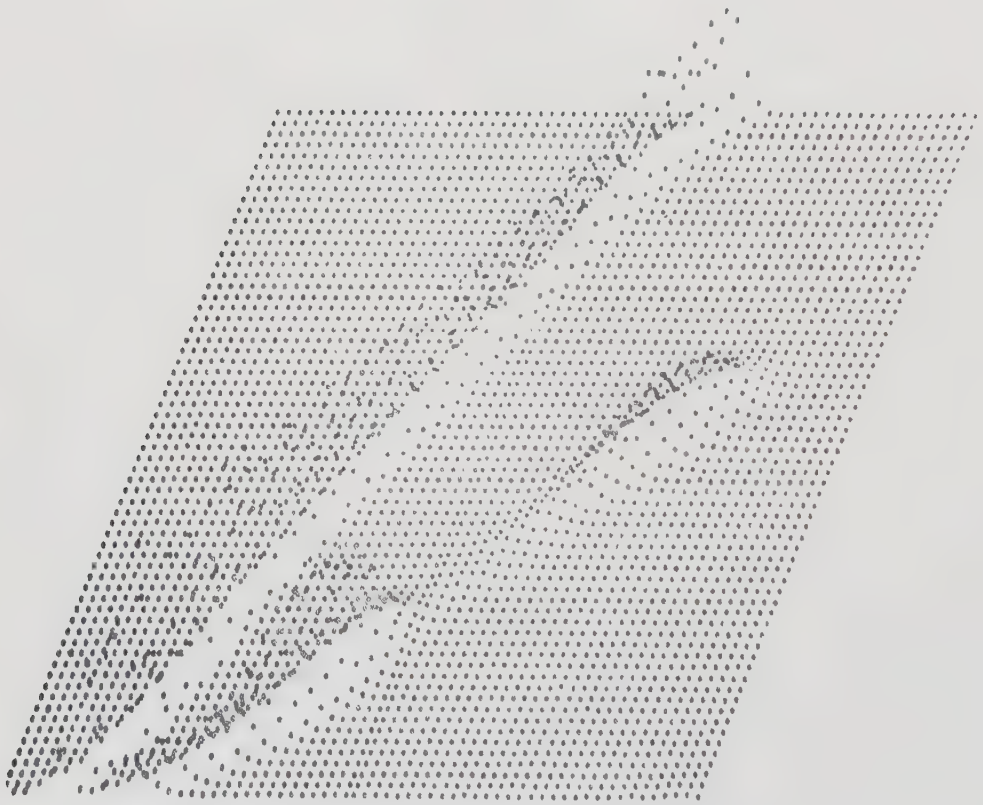
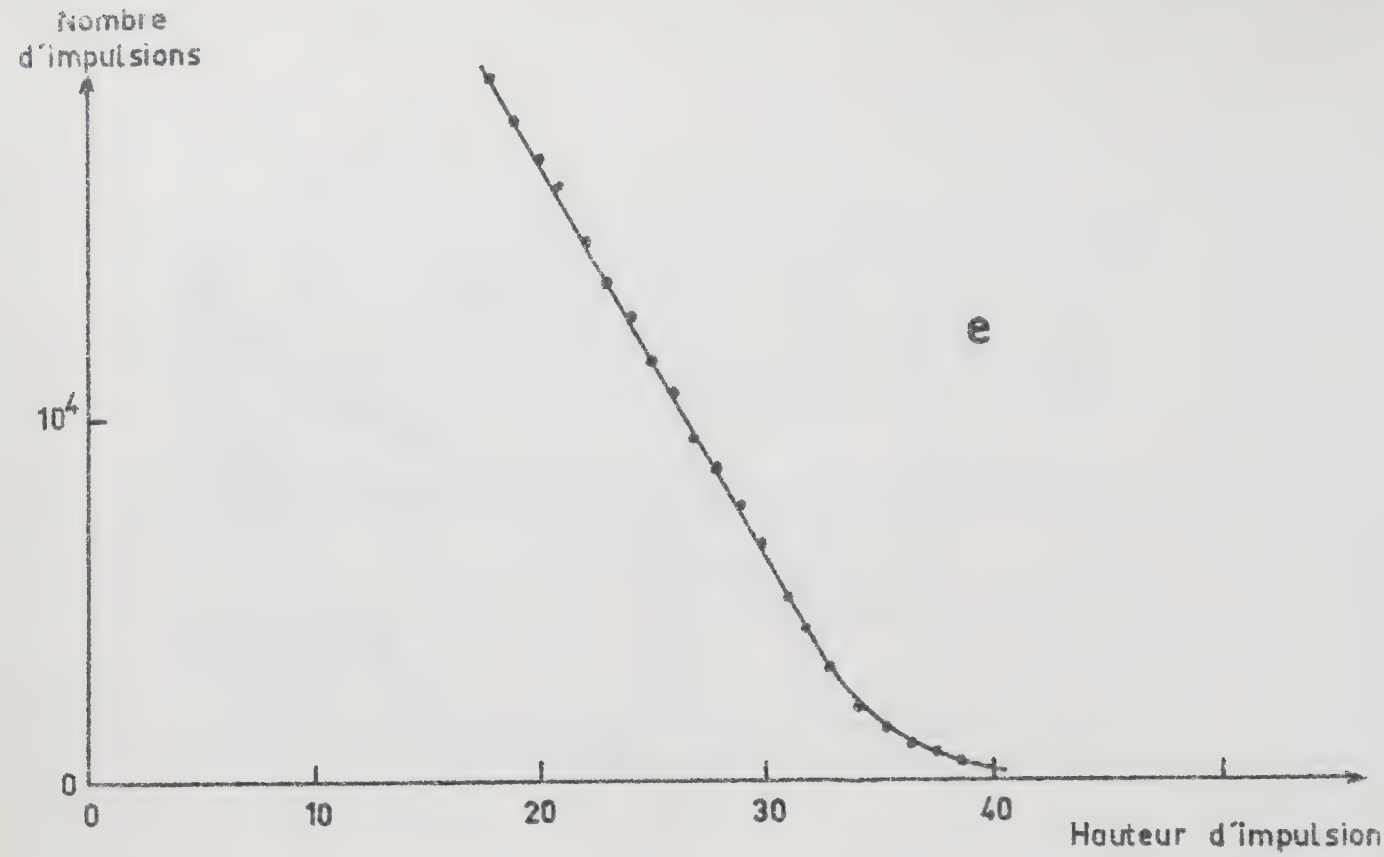


FIGURE 4


Nombre d'impulsions
e
10^4
0
0
10
20
30
40
Hauteur d'impulsion

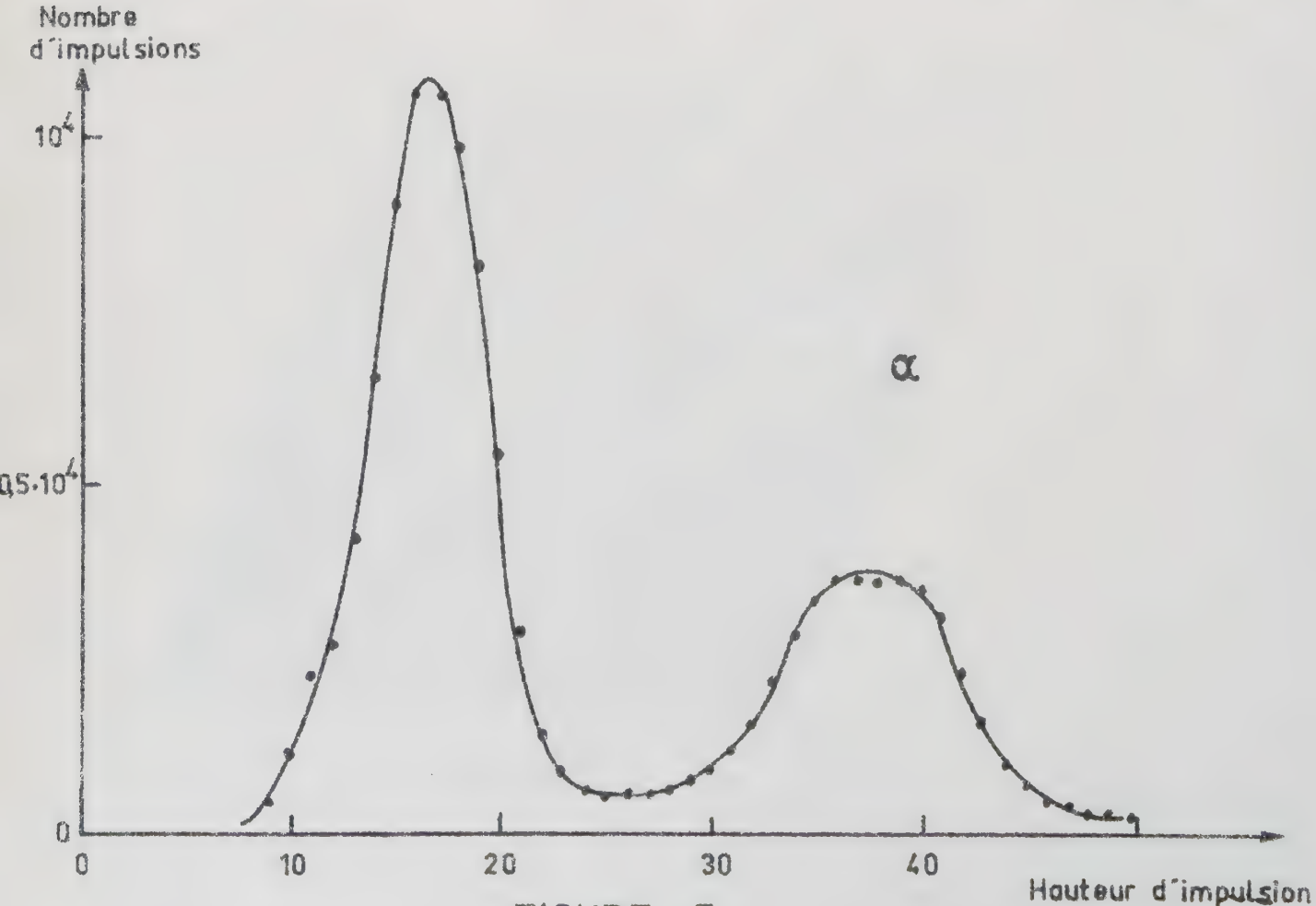

Nombre d'impulsions
α
10^4
$0,5 \cdot 10^4$
0
0
10
20
30
40
Hauteur d'impulsion

FIGURE 5

tales et verticales d'un oscilloscope. Un signal synchrone appliqué à la cathode du tube osccillographique, provoque l'intensification de l'impact du faisceau d'électrons sur l'écran. La figure 3 représente le cliché ainsi obtenu avec les impulsions correspondant à la détection par un cristal de stilbène des émetteurs du dépôt actif du thorium. Cette source de ^{212}Pb émet, en plus, des rayons β et γ, deux rayonnements α monoénergétiques de 6,08 MeV (^{212}Bi) et 8,78 MeV (^{212}Po). On observe sur cette figure une trace continue, correspondant aux électrons détectés, tandis que les impulsions correspondant aux particules α sont groupées dans deux zones bien délimitées. La discrimination est d'autant meilleure que l'écart entre ces emplacements caractéristiques est plus grand.

b) Enregistrement à l'aide d'un sélecteur d'amplitude bidimensionnel.

Les spectres correspondant respectivement aux composantes rapide et lente sont appliqués à chacune des voies d'entrée X et Y du sélecteur d'amplitude bidimensionnel (64 x 64 canaux). Le cliché obtenu par photographie de l'oscilloscope de visualisation avec la même source que dans le cas précédent est montré sur la figure 4. A partir de cet enregistrement on a tracé (figure 5) les distributions en énergie des électrons et des particules α ainsi identifiés.

A l'aide de cette méthode de comparaison des intensités des composantes rapides et lentes, nous avons examiné les possibilités de discrimination offertes par de nombreux scintillateurs organiques : monocristaux, plastiques et liquides.

III. CARACTERISTIQUES DES SCINTILLATEURS ORGANIQUES POUVANT ETRE UTILISES DANS NOTRE ETUDE.

Avant d'examiner leur aptitude à l'identification des particules, nous allons analyser les autres propriétés de ces scintillateurs qu'il était nécessaire de connaître pour nos mesures de spectrométrie. La principale de ces qualités est la précision de la détermination de l'énergie de la particule détectée. Elle dépend des fluctuations statistiques qui interviennent dans les différents processus par lesquels l'énergie dissipée par le rayonnement dans le compteur est convertie en impulsion de tension à l'anode du photomultiplicateur.

1) Fluctuations accompagnant la mesure de l'énergie.

Les fluctuations qui interviennent dans la détection sont essentiellement dues :

- au nombre n de photons créés par une particule monoénergétique dans le scintillateur.
- au rendement quantique de la photocathode du PM.
- au nombre d'électrons secondaires créés sur chaque dynode.

La variance relative , $\frac{\sigma_N}{\bar{N}}$, du nombre moyen $\bar{N}$ d'électrons qui atteignent l'anode du photomultiplicateur a été calculée par WRIGHT [24] et BREITENBERGER [25] en tenant compte des fluctuations introduites par les processus que nous venons de mentionner. Ce nombre moyen de charges est $\bar{N} = \bar{n}\,\bar{p}\,\bar{s}^t$.

avec $\bar{n}$: nombre moyen de photons créés par une scintillation.

$\bar{p}$: probabilité moyenne pour qu'un photon produise un photoélectron qui atteindra la première dynode.

$\bar{s}$: gain moyen par étage multiplicateur.

t : nombre de dynodes.

WRIGHT a montré qu'en désignant par σ_n l'écart type de n et par σ_p celui de p , la variance relative de N s'exprime par :

$$\frac{\sigma_N}{\bar{N}^2} = \left(1 + \frac{\sigma_p^2}{\bar{p}^2} \right) \frac{\sigma_n^2}{\bar{n}^2} + \frac{\sigma_p^2}{\bar{p}^2} + \frac{1}{\bar{n}\,\bar{p}} \left(\frac{\bar{s}}{\bar{s} - 1} - \bar{p} \right)$$

Si le nombre de charge $\bar{N}$ est intégré à l'anode par un circuit à grande constante de temps, l'amplitude moyenne $\bar{V}$ de la tension est : $\bar{V} = \frac{\bar{N}e}{C_A}$

e désigne la charge de l'électron et C_A la capacité de l'anode.

On vérifie expérimentalement que les hauteurs d'impulsion correspondant à la détection de particules monoénergétiques se répar-

tissent autour d'une amplitude moyenne suivant une courbe de Gauss. La largeur à mi-hauteur d'une telle courbe est égale à 2,36 σ , σ étant l'écart type. La résolution qui est définie comme la largeur relative de la répartition des amplitudes est donc donnée par :

$$r = 2{,}36 \frac{\sigma}{\bar{V}} = 2{,}36 \frac{e}{C_A} \frac{\sigma_N}{\bar{N}}$$

Il en résulte :

$$r^2 = k \frac{\sigma_N^2}{\bar{N}^2} = k \left[\left(1 + \frac{\sigma_p}{\bar{p}^2}\right) \frac{\sigma_n^2}{\bar{n}^2} + \frac{\sigma_p^2}{\bar{p}^2} + \frac{1}{\bar{n}\bar{p}} \left(\frac{\bar{s}}{\bar{s} - 1} - \bar{p} \right) \right] \quad (1)$$

Si l'on considère que les fluctuations dues au cristal se limitent à celles du nombre n de photons créés par une particule monoénergétique, on a :

$$\sigma_n = \sqrt{\bar{n}} \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_n^2}{\bar{n}^2} = \frac{1}{\bar{n}}$$

D'autre part on a vérifié expérimentalement [28] à l'aide d'un spot lumineux d'intensité constante que la variation de la hauteur d'impulsion avec la position de l'éclairement de la photocathode est négligeable dans un cercle de diamètre 3 cm centré sur l'axe du PM. De ce fait, la variance σ_p est pratiquement nulle lorsque le diamètre du scintillateur ne dépasse pas cette valeur.

En introduisant ces simplifications dans la relation (1), on obtient :

$$r^2 = \frac{k}{\bar{n}\,\bar{p}} \quad \frac{\bar{s}}{\bar{s} - 1}$$

Cette expression a été vérifiée par de nombreux auteurs [26, 23, 27, 28] à l'aide d'une source de lumière dont la variation de l'intensité est obtenue grâce à l'emploi de filtres.

BREITENBERGER [25] a également montré que la résolution varie comme $E^{-1/2}$ lorsque la réponse du cristal est linéaire en fonction de l'énergie E, par exemple pour des électrons dans l'anthracène. Nous tiendrons compte de cette relation dans le calcul théorique des spectres de protons de recul.

2) Rendement lumineux des principaux scintillateurs utilisés dans la discrimination.

Ce rendement peut être défini pour une particule d'énergie E, par le nombre de photons qu'elle crée dans le scintillateur. Cette grandeur est mesurée à l'aide d'électrons d'énergies supérieures à 0,1 MeV, d'une part parce que la réponse du détecteur est alors une fonction linéaire de l'énergie E et d'autre part pour éviter les effets d'inhibition dues à l'état de surface (impuretés, dislocations) du cristal. Nous avons rassemblé dans le tableau II les valeurs de ce rendement pour les principaux scintillateurs employés dans les expériences de discrimination, celui de l'anthracène, pour lequel les déterminations absolues sont les plus nombreuses, étant pris égal à l'unité.

TABLEAU II

Scintillateur	Rendement lumineux	Références
Anthracène (monocristal)	1	[29] [30] [31]
Stilbène (monocristal)	0,46 - 0,50	[31] [32]
p-Terphényl (monocristal)	0,30 - 0,40	[31] [33]
NE 213* (liquide)	0,78	[32]
NE 215* (liquide)	0,55	[32]
NE 150* (plastique)	0,65	[32]

*Scintillateurs commercialisés par Nuclear Enterprises LTD.

Ajoutons que les scintillateurs liquides ont généralement dans les mêmes conditions un rendement compris entre 0,20 et 0,60. Il en est de même pour les plastiques.

Une autre qualité importante des scintillateurs organiques est leur efficacité de détection des neutrons rapides. Nous examinerons maintenant cette propriété.

3) Efficacité de détection des neutrons.

Les scintillateurs organiques sont constitués essentiellement par des atomes d'hydrogène et de carbone. On définit l'efficacité

par le rapport du nombre d'interactions avec ces deux types d'atomes au nombre de neutrons monocinétiques incidents. Elle peut être facilement calculée si l'on considère qu'un neutron ne subit qu'une seule diffusion dans le scintillateur. Cette hypothèse est justifiée lorsqu'on utilise des cristaux dont les dimensions sont petites par rapport au libre parcours moyen λ d'un neutron dans ce matériau. Pour un monocristal de stilbène ($C_{14}H_{12}$), λ est respectivement égal à 2,95 cm , 7,14 cm et 9,48 cm pour des neutrons d'énergies 1 MeV , 5 MeV et 15 MeV.

La probabilité P pour qu'un neutron d'énergie E traverse un tel scintillateur d'épaisseur L sans subir de diffusion sur l'hydrogène ou sur le carbone, est donnée par la relation :

$$P = e^{-(n_H \sigma_H + n_c \sigma_c)L}$$

dans laquelle n_H et n_c représentent respectivement les nombres d'atomes d'hydrogène et de carbone par cm^3 et σ_H et σ_c les sections efficaces totales de diffusion des neutrons d'énergie E sur l'hydrogène et sur le carbone. Si N_o est le nombre de neutrons monocinétiques incidents, celui N_n des neutrons diffusés par le scintillateur est alors égal à :

$$N_n = N_o (1-P) = N_o \left[1 - e^{-(n_H \sigma_H + n_c \sigma_c)L}\right]$$

Pour les neutrons d'énergies supérieures à 0,1 MeV, la section efficace totale de l'hydrogène est égale à celle de diffusion

élastique. Si nous désignons par N_p le nombre de protons de recul ainsi créés nous avons :

$$N_p = N_n \frac{n_H \sigma_H}{n_H \sigma_H + n_c \sigma_c}$$

L'efficacité ϵ_p de détection des neutrons par les seuls protons de recul est alors :

$$\epsilon_p = \frac{N_p}{N_o} = \frac{n_H \sigma_H}{n_H \sigma_H + n_c \sigma_c} \left[1 - e^{-(n_H \sigma_H + n_c \sigma_c)L}\right]$$

Nous indiquons dans le tableau III les valeurs de ϵ_p calculées à l'aide de cette relation pour un cristal de stilbène de 1 cm d'épaisseur pour diverses énergies de neutrons.

TABLEAU III

E(MeV)	σ_H(barns) [34]	σ_c (barns) [35]	ϵ_p (%)	ϵ_c (%)
1	4,25	2,65	16,8	11,8
5	1,62	1,20	7,1	6,0
10	0,940	1,17	4,2	6,1
15	0,645	1,42	2,8	7,0
20	0,485	1,55	2,2	7,7

La valeur élevée de cette efficacité malgré la faible épaisseur du cristal est une qualité intéressante des scintillateurs organiques dans la détection des neutrons rapides. Pour des scintillateurs liquides, l'efficacité est sensiblement la même.

D'après les valeurs de la section efficace que nous avons indiquées, le nombre d'interactions avec les atomes de carbone d'un tel cristal est important. En effet, si l'on pouvait détecter les noyaux de recul qui en résultent on obtiendrait une efficacité ε_c :

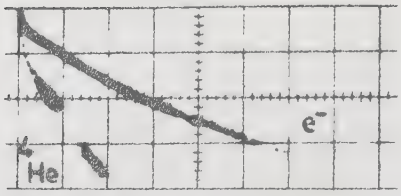
$$\varepsilon_c = \frac{n_c \sigma_c}{n_H \sigma_H + n_c \sigma_c} \left[1 - e^{-(n_H \sigma_H + n_c \sigma_c)L}\right]$$

Le tableau précédent montre que pour des énergies de neutrons supérieures à 10 MeV, l'efficacité ε_c est supérieure à ε_p. En pratique il est difficile d'utiliser cette caractéristique car les noyaux de carbone de recul formés dans la diffusion élastique ont une énergie trop faible (au maximum 28 % de celle du neutron incident) pour donner des scintillations observables. Par contre les diffusions inélastiques sur le carbone conduisent, comme nous le verrons par la suite, à des produits de réactions (particules α) détectées dans le scintillateur, ce qui contribue notablement à l'efficacité.

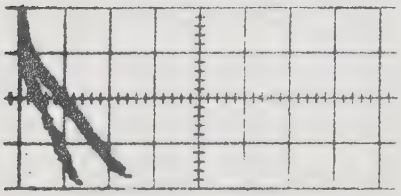
4) Comparaison des propriétés de discrimination des scintillateurs.

On a examiné les propriétés de nombreux scintillateurs [36] à l'aide du montage oscilloscopique précédemment décrit. Cette compa-

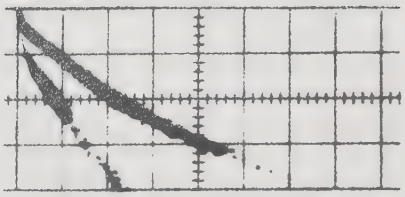
Stilbène



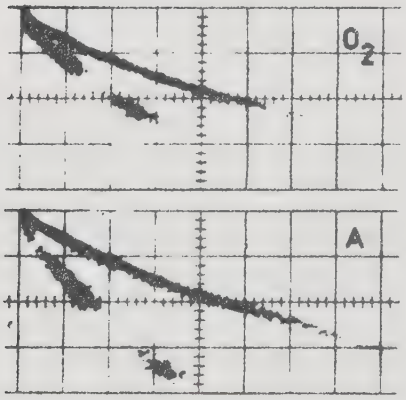
Anthracène



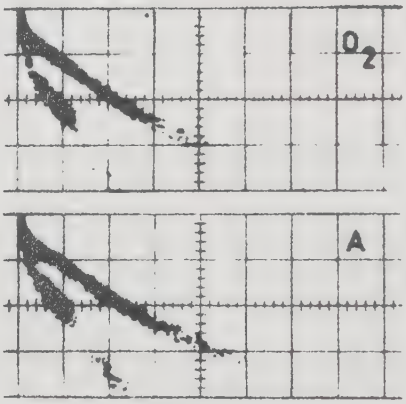
p-Terphenyl



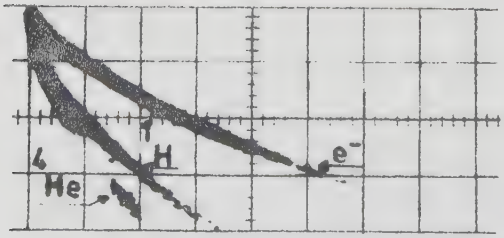
NE 213



NE 215



6 - a



6 - b

FIGURE 6

raison a été effectuée après avoir normalisé pour les différents détecteurs, les hauteurs d'impulsion de la composante rapide correspondant à des électrons monoénergétiques. Les clichés de la figure 6a représentent les résultats obtenus en excitant divers scintillateurs avec les rayonnements du dépôt actif du thorium, c'est-à-dire les particules α de ^{212}Bi (6,08 MeV), de ^{212}Po (8,78 MeV) et les rayons β et γ des descendants de ^{212}Pb. Dans ce cas les axes horizontal et vertical correspondent respectivement à l'intensité des composantes rapide et lente. On distingue la trace continue due aux électrons et celle discontinue, due aux particules α. Parmi les monocristaux organiques, le stilbène et le p-terphényl présentent les caractéristiques les plus intéressantes pour la discrimination.

Nous avons également examiné de nombreux scintillateurs liquides en présence de l'oxygène normalement dissous dans ces solutions ou en l'absence de ce gaz déplacé par un barbotage d'argon. Sur le cliché correspondant au NE 213, on constate que l'effet inhibiteur dû à l'oxygène affecte particulièrement la discrimination. Par contre en l'absence de ce gaz (A), il permet d'obtenir de meilleurs résultats que le NE 215. L'insensibilité de ce dernier à l'oxygène est dû au monoisopropylbiphényl qu'il contient et dont le rôle a été étudié au laboratoire [37].

5) Discrimination des protons et des particules α dans le stilbène.

Des résultats précédents il ressort que le stilbène présente une meilleure résolution en énergie que les deux liquides cités et qu'il

donne les performances les plus intéressantes pour la séparation électrons-particules α. Il permet d'autre part d'identifier les protons en présence de particules α, comme nous le montre la figure 6 b : en plus des rayonnements du dépôt actif du thorium, nous avons irradié le scintillateur par des neutrons de 14 MeV. La trace correspondant aux protons de recul est séparée de celle des particules α lorsque l'énergie de ces dernières est supérieure à 5 MeV (celle des protons étant alors de l'ordre de 1 MeV).

Cette possibilité d'identification présente un grand intérêt dans la détection des neutrons rapides d'énergies supérieures à 10 MeV. En effet l'obtention simultanée des distributions en énergie des protons de recul et des particules α résultant des réactions induites sur les noyaux de carbone du scintillateur nous a permis d'aborder les deux problèmes suivants :

- la comparaison des spectres de protons de recul avec les distributions obtenues par le calcul.
- la mesure des sections efficaces des réactions induites par les neutrons sur les noyaux de carbone du scintillateur.

CHAPITRE II

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES SPECTRES DE PROTONS DE RECUL RESULTANT DE LA DIFFUSION n-p

Il résulte des remarques (efficacité importante, discrimination e-p) que nous avons faites dans le chapitre précédent que certains scintillateurs organiques constituent des compteurs particulièrement intéressants pour la détection des neutrons rapides. De nombreuses applications à la spectrométrie de ces particules, soit par mesure de leur temps de vol, soit par analyse des amplitudes des impulsions données par ces détecteurs, ont été proposées.

Dans cette partie de notre travail, nous avons comparé les distributions en énergie, théorique et expérimentale, des protons de recul créés dans un scintillateur organique soumis à un flux de neutrons rapides monoénergétiques.

Les interactions des neutrons avec les constituants du détecteur se traduisent essentiellement par les effets suivants :

- aux énergies supérieures à 10 MeV diffusion élastique anisotrope sur les atomes d'hydrogène.

- réactions induites sur les atomes de carbone.

- excitation des molécules du composé organique constituant le scintillateur.

Il faudra tenir compte enfin des protons de recul qui s'échappent par les faces du scintillateur et qui n'y ont donc pas perdu toute leur énergie.

Nous allons d'abord calculer le spectre des protons de recul en tenant compte de ces différents effets. Nous en déduirons ensuite la distribution théorique des hauteurs d'impulsions que nous comparerons à celle obtenue expérimentalement.

I. DISTRIBUTION EN ENERGIE DES PROTONS DE RECUL.

Nous supposerons que les dimensions du détecteur sont petites par rapport au libre parcours moyen d'un neutron d'énergie E_o , c'est-à-dire qu'un neutron n'y subit qu'une seule diffusion. D'après les lois du choc élastique entre cette particule et un noyau d'hydrogène, l'énergie E_p du proton diffusé suivant un angle ψ (par rapport à la direction incidente) dans le système du laboratoire et suivant l'angle θ dans le système du centre de gravité est donnée par la relation :

$$E_p = E_o \cos^2 \psi = \frac{E_o}{2} (1 - \cos \theta)$$

Si la section efficace différentielle de diffusion élastique n-p est constante (diffusion isotrope), le nombre de protons émis dans l'angle solide $d\omega$, dont l'énergie est comprise entre E_p et $E_p + dE_p$, est donné par la relation :

$$N_1(E_p)\, dE_p = \frac{\sigma(E_o)}{4\pi}\, n_H\, d\omega \qquad \text{avec : } d\omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta$$

dans laquelle $\sigma(E_o)$ et n_H désignent respectivement la section efficace totale de diffusion d'un neutron d'énergie E_o sur un noyau d'hydrogène et le nombre d'atomes d'hydrogène du scintillateur.

Le nombre total N_p de protons créés dans le détecteur par un flux de neutrons unité est égal à :

$$N_p = \sigma(E_o) n_H$$

Nous déduisons immédiatement :

$$N_1(E_p)\, dE_p = \frac{N_p}{2} \sin\theta\, d\theta$$

Comme d'autre part :

$$dE_p = \frac{E_o}{2} \sin\theta\, d\theta$$

on trouve pour le nombre $N_1(E_p)$ de protons par intervalle d'énergie :

$$N_1(E_p)\,dE_p = \frac{N_p}{E_o}\,dE_p = \text{cons}^{te}.$$

La probabilité de créer un proton d'énergie E_p ne varie donc pas pour les valeurs de E_p comprises entre 0 et E_o :

$$\left.\begin{array}{ll} N_1(E_p)\,dE_p = \dfrac{N_p}{E_o}\,dE_p & \text{pour } 0 \leq E_p \leq E_o \\ N_1(E_p)\,dE_p = 0 & \text{pour } E_p > E_o \end{array}\right\} \quad (2)$$

En fait, pour les énergies de neutrons considérées qui sont supérieures à 10 MeV, l'anisotropie de la diffusion élastique n-p entraîne une déformation de la distribution en énergie.

La relation semi-empirique de GAMMEL [38] qui donne la distribution des neutrons en fonction de l'angle de diffusion θ, permet d'effectuer cette correction en introduisant dans la relation (2), le facteur d'anisotropie $A(\theta, E_o)$:

$$A(\theta, E_o) = \frac{\sigma(\theta, E_o)}{\sigma(E_o)/4\pi} = \frac{1+2(E_o/90)^2 \cos^2\theta}{1+\frac{2}{3}(E_o/90)^2}$$

$\sigma(\theta, E_o)$ étant la section efficace différentielle de diffusion d'un neutron d'énergie E_o suivant l'angle θ. Comme nous avons par ailleurs :

$$\cos \theta = 1 - 2\, E_p/E_o$$

nous pouvons exprimer le facteur d'anisotropie en fonction de l'énergie E_p des protons de recul :

$$A(E_p, E_o) = \frac{1 + 2(E_o/90)^2 (1 - 2Ep/E_o)^2}{1 + \frac{2}{3}(E_o/90)^2}$$

En introduisant ce facteur dans la relation (2), nous obtenons la distribution en énergie :

$$\left.\begin{aligned} N_2(E_p) = A(E_p, E_o) N_1(E_p) = \frac{1+2(E_o/90)^2 (1-2\, E_p/E_o)^2}{1 + \frac{2}{3}(E_o/90)^2} \; \frac{N_p}{E_o} \\ \text{pour } 0 \le E_p \le E_o \\ N_2(E_p) = 0 \qquad \text{pour } E_p > E_o \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

D'après cette expression, le nombre de protons de recul est maximal pour $E_p = E_o$, c'est-à-dire quand le proton est émis dans la direction du neutron incident.

Un facteur non négligeable de déformation de la distribution en énergie des protons est l'effet de bord. Si nous considérons un faisceau de neutrons parallèle à l'axe d'un scintillateur cylindrique, une

partie des protons créés, s'échappe par la face latérale et la surface de base du détecteur, sans y avoir perdu toute leur énergie. Cet effet contribue donc à diminuer dans le spectre, le nombre de protons d'énergie élevée et à augmenter celui de faible énergie, le nombre total d'évènements restant inchangé. LEWIS et BLAIR [39] ont repris un calcul de SCHWARTZ, OWEN et AMES [40] pour tenir compte de cet effet de fuite qui est encore important lorsque les dimensions du scintillateur sont, par exemple, dix fois supérieures au parcours des protons les plus énergiques. Comme on utilise couramment des scintillateurs de 1 à 5 cm de hauteur pour détecter des protons de recul qui ont un parcours dans ces matériaux compris entre 1 et 4 mm, cet effet de bord intervient pratiquement toujours.

LEWIS et BLAIR [39] ont montré que les pertes de protons par la surface de base du scintillateur étaient les plus importantes et que le nombre de protons s'échappant par la surface latérale du cylindre était négligeable. Nous avons fait la même approximation en utilisant l'expression du facteur de correction $D(E_p, E_o)$ de l'effet de bord qu'ils ont établie :

$$D(E_p, E_o) = 1 + \frac{R_o}{L}\left[\frac{2}{2m+1} - \frac{2m+3}{2m+1}\left(\frac{E_p}{E_o}\right)^{\frac{2m+1}{2}}\right]$$

dans laquelle R_o et L représentent respectivement le parcours des protons d'énergie E_o et la longueur du scintillateur, m étant le

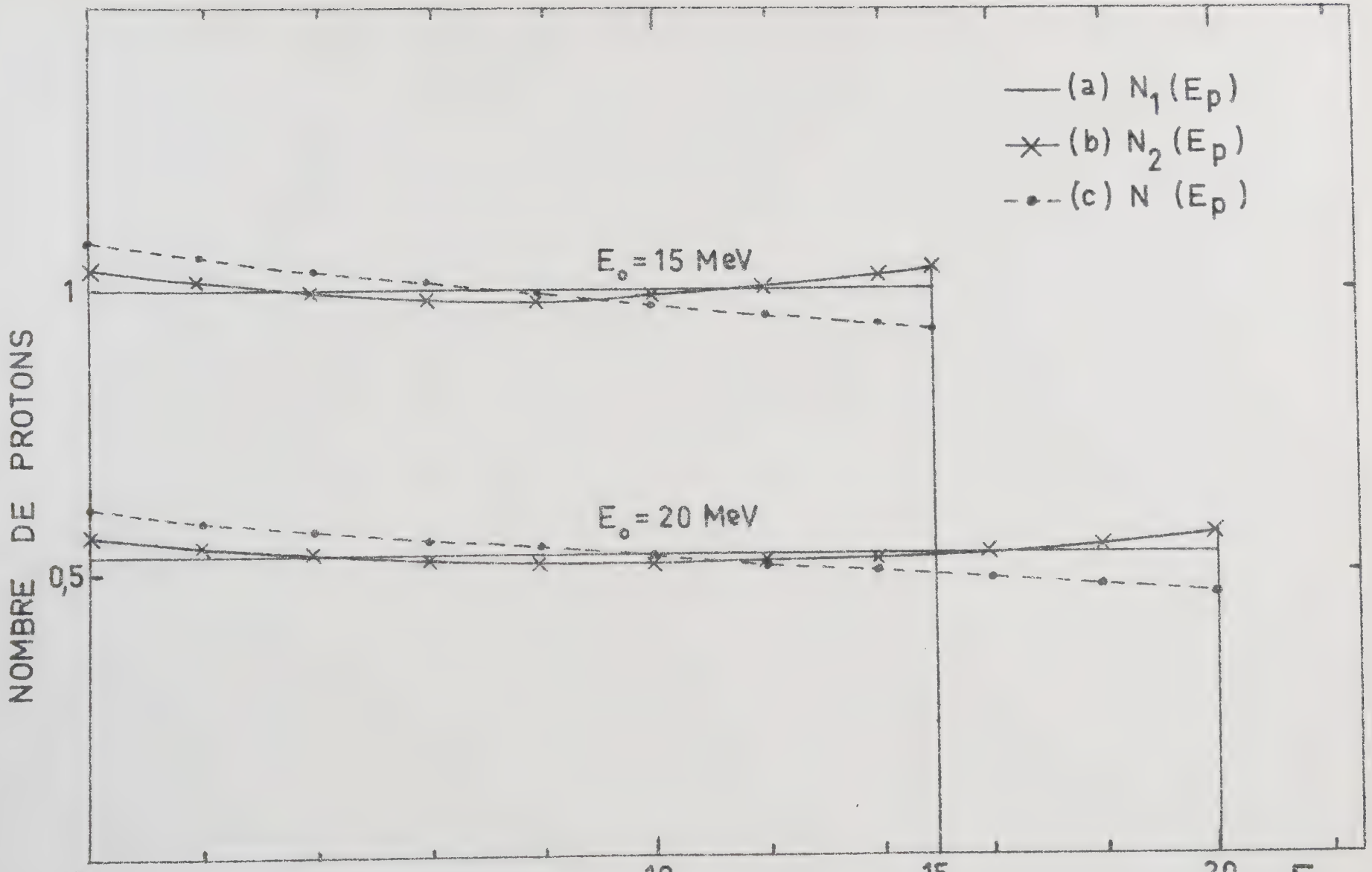

(a) $N_1(E_p)$
(b) $N_2(E_p)$
(c) $N(E_p)$
$E_o = 15$ MeV
$E_o = 20$ MeV
NOMBRE DE PROTONS
1
0,5
0
10
15
20
$E_{p(MeV}$

FIGURE 7

coefficient qui intervient dans la relation parcours-énergie $R \propto E_p^m$ pour les protons. A partir des calculs du parcours des protons dans le stilbène que nous donnerons plus loin, nous avons trouvé $m = 1,74$.

En faisant le produit des deux facteurs $D(E_p, E_o)$ et $N_2(E_p)$, on obtient la distribution $N(E_p)$ corrigée de l'effet de fuite :

$$\left.\begin{aligned} N(E_p) = D(E_p, E_o) N_2(E_p) = A(E_p, E_o)\, D(E_p, E_o) \frac{N_p}{E_o} \\ \text{pour } 0 \leq E_p \leq E_o \\ N(E_p) = 0 \qquad \text{pour } E_p > E_o \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Sur la figure 7 nous avons représenté les distributions (continues entre 0 et E_o) des énergies des protons pour $E_o = 15$ MeV et $E_o = 20$ MeV dans le cas d'une diffusion isotrope (7a) et les déformations de ces distributions par l'anisotropie (7b). En plus de cette dernière, on a enfin fait intervenir l'effet de bord dans la figure 7c. Ce calcul a été effectué pour un cristal de stilbène de hauteur égale à 2 cm. Le nombre total des protons des deux spectres $N_1(E_p)$ a été normalisé en tenant compte des sections efficaces de diffusion élastique n-p à ces deux énergies.

On remarque que pour cette dimension du détecteur, la déformation due à l'anisotropie est complétement masquée par celle produite par l'effet de bord.

II. DISTRIBUTION CALCULEE DES HAUTEURS D'IMPULSIONS.

Le spectre d'amplitude obtenu à l'anode d'un photomultiplicateur associé à un scintillateur dans lequel nous avons une distribution en énergie $N(E_p)$ des protons créés, dépend essentiellement :

- de la relation entre la hauteur d'impulsion et l'énergie du proton détecté.
- des fluctuations statistiques, d'une part de l'émission de la lumière dans le scintillateur, d'autre part des différents processus d'émission électronique dans le PM.

Si on connaît cette relation et l'importance de ces fluctuations, on peut interpréter la distribution des hauteurs d'impulsions donnée par un tel compteur lorsqu'il est soumis à un flux de neutrons monoénergétiques.

1) Relation entre la lumière émise par un scintillateur organique et l'énergie de la particule détectée.

Il est bien connu que le nombre de photons créés dans les scintillateurs organiques n'est pas une fonction linéaire de l'énergie pour les particules chargées plus lourdes que les électrons. Cette non-linéarité a été vérifiée expérimentalement par de nombreux auteurs avec des protons dans les monocristaux de stilbène [41, 42, 43, 31], les scintillateurs plastiques [44, 45] et les scintillateurs

liquides [15]. La théorie semi-empirique de BIRKS [46] a permis de rendre compte de ce phénomène.

VOLTZ [47] a, comme nous l'avons déjà signalé, élaboré une théorie pour interpréter le processus de la scintillation à partir du mécanisme de la perte d'énergie des particules et du transfert de cette énergie dans les milieux organiques. Ses résultats font intervenir plusieurs grandeurs physiques (rayon de la trace, coefficient d'inhibition, probabilité de recombinaison triplet-triplet) dont les valeurs ne sont pas encore déterminées dans le cas du stilbène. Nous avons de ce fait dû utiliser les résultats donnés par la théorie simplifiée de BIRKS qui constitue une approximation intéressante. Cet auteur a établi une relation entre l'émission de lumière spécifique dS/dx, c'est-à-dire le nombre moyen de photons émis par unité de parcours de la particule et la perte d'énergie spécifique dE/dx de cette particule :

$$\frac{dS}{dx} = A \frac{dE}{dx} (1 + kB \frac{dE}{dx})^{-1}$$

A, k et B sont des constantes qui dépendent de la nature du scintillateur.

La constante A ne pouvant être déterminée avec précision, car elle est déduite de la mesure absolue du rendement de luminescence, nous utiliserons la quantité $\frac{dP}{dx}$, proportionnelle à $\frac{dS}{dx}$:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{1}{A} \frac{dS}{dx} = \frac{dE}{dx} (1 + kB \frac{dE}{dx})^{-1}$$

On en déduit :

$$\frac{dP}{dE} = (1 + kB \frac{dE}{dx})^{-1}$$

Remarquons que pour des électrons d'énergie supérieure à 0,1 MeV, la perte d'énergie spécifique est faible, ce qui entraîne :

$$\frac{dP}{dE} = 1 \quad \text{et} \quad P = E + \text{cons}^{te}.$$

Pour ces particules, le scintillateur organique a une réponse linéaire en fonction de l'énergie.

Pour les protons d'énergie E_p comprises entre 0 et 20 MeV, la perte d'énergie spéficique $\frac{dE_p}{dx}$ est beaucoup plus importante que pour les électrons. Nous devons donc connaître cette quantité pour calculer en fonction de l'énergie E_p l'intensité de la lumière émise par le stilbène :

$$P = \int_o^{E_p} \frac{dP}{dE_p} dE_p = \int_o^{E_p} \left[1 + kB \frac{dE_p}{dx}\right]^{-1} dE_p$$

Le produit kB est mesuré expérimentalement.

Nous avons déduit la perte d'énergie spécifique des protons dans le stilbène, des travaux récents de BARKAS et BERGER [48].

Ces auteurs ont utilisé la formule de Bethe contenant le terme correctif C/Z introduit par BROWN et WALSKE pour tenir compte des couches d'électrons du ralentisseur qui ne participent pas à la perte d'énergie des particules de faibles vitesses :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_o v^2} NZ \left[\text{Log}\left(\frac{2 m_o v^2}{I} \right) - \text{Log}(1-\beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z} \right]$$

z et v représentent respectivement le nombre de charges et la vitesse de la particule incidente ($\beta = v/c$), m_o et e, la masse au repos et la charge de l'électron. N, Z et I désignent le nombre d'atomes par cm^3, le numéro atomique et l'énergie moyenne d'ionisation du ralentisseur.

L'utilisation de cette relation a toujours été limitée par le fait que la valeur de I ne peut être calculée de façon précise que pour l'atome d'hydrogène ; elle est généralement déduite des mesures de parcours ou de pouvoir d'arrêt à des énergies élevées (β voisin de 1) où l'on considère que la correction C/Z est négligeable. Ce paramètre ainsi déterminé ne permet pas de rendre compte avec précision des résultats expérimentaux pour les énergies comprises entre 0 et 10 MeV. FANO [49] a comparé les résultats donnés par la formule de Bethe et par des mesures faites avec des particules incidentes d'énergie élevée et il en a conclu que le rapport C/Z ne tend pas vers zéro lorsque la vitesse v devient voisine de c. Par suite la valeur de I ne

peut pas être déduite directement de ces mesures. BARKAS et BERGER ont été ainsi conduits à introduire deux autres paramètres I_{adj} et C_{adj} reliés à I et C par les relations :

$$\text{Log } I_{adj} = \text{Log } I + \frac{C}{Z} \qquad \text{pour } \beta = 1$$

et :

$$\text{Log } I_{adj} + \frac{C_{adj}}{Z} = \text{Log } I + \frac{C}{Z} \qquad \text{pour } \beta < 1$$

C_{adj} tend vers zéro lorsque la vitesse v devient voisine de celle de la lumière.

Ceci permet, en remplaçant aux énergies inférieures I et C par I_{adj} et C_{adj}, d'obtenir l'accord entre les valeurs calculées par la formule de Bethe et celles mesurées expérimentalement.

L'intérêt du travail de BARKAS et BERGER, qui nous a servi pour calculer les pertes d'énergie spécifique, réside dans le fait qu'ils ont pu exprimer le parcours des particules en fonction des deux variables I_{adj} et E, à l'aide d'une relation applicable dans un grand domaine d'énergie (0,2 à 10 MeV pour les protons par exemple).

Ces auteurs ont donné l'expression analytique suivante du parcours R des particules plus lourdes que les électrons :

$$\text{Log } R = \text{Log } \frac{A}{Z} + \sum_{n=o}^{n=2} \sum_{m=o}^{m=2} a_{mn} (\text{Log } I_{adj})^m (\text{Log } E)^n$$

dans laquelle les coefficients a_{mn} ont des valeurs, qu'ils ont déterminées à partir des résultats expérimentaux, principalement ceux de WHALING [50].

La différentiation de cette expression conduit à :

$$\frac{dE}{dR} = \frac{dE}{dx} = \frac{E}{R} \left[\sum_{n=1}^{n=2} \sum_{m=o}^{m=2} n\, a_{mn} (\text{Log } I_{adj})^m (\text{Log } E)^{n-1} \right]^{-1}$$

Nous avons utilisé cette relation pour calculer la perte d'énergie spécifique des protons dans le stilbène pour les énergies comprises entre 0,2 et 8 MeV. Au delà de cette limite, nous avons effectué ces calculs directement à partir de la formule de Bethe.

La valeur de I_{adj} pour un milieu composé, par exemple pour le stilbène ($C_{14}H_{12}$), a été obtenue, suivant la règle d'additivité de BRAGG, à partir des énergies d'excitation moyenne du carbone (I_c) et de l'hydrogène (I_H) :

$$\text{Log } I_{adj} = \frac{\frac{Z_c}{A_c} \rho_c \text{ Log } (I_c) + \frac{Z_H}{A_H} \rho_H \text{ Log } (I_H)}{\frac{Z_c}{A_c} \rho_c + \frac{Z_H}{A_H} \rho_H}$$

Z_i , A_i et ρ_i désignent respectivement le numéro atomique, la masse atomique et la densité partielle des constituants (carbone et hydrogène) du stilbène.

Nous avons ainsi trouvé :

$$I_{adj} = 65,2 \text{ eV}$$

pour le scintillateur utilisé.

Les expressions que nous venons d'indiquer, nous ont permis de déduire la perte d'énergie spécifique des protons dans le stilbène, pour des énergies E_p comprises entre 0,2 et 25 MeV. Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans le tableau IV. Nous y avons également fait figurer les valeurs calculées par SCHWARTZ et OWEN [51] à partir des tables de HIRSCHFELDER et MAGEE [52] donnant le pouvoir d'arrêt du carbone et de l'hydrogène pour des protons d'énergies inférieures à 15 MeV. Remarquons que l'écart relatif maximum entre les deux séries de valeurs est de 4 % et que le calcul que nous avons effectué, peut être étendu à des énergies plus élevées pour lesquelles la formule de Bethe est valable.

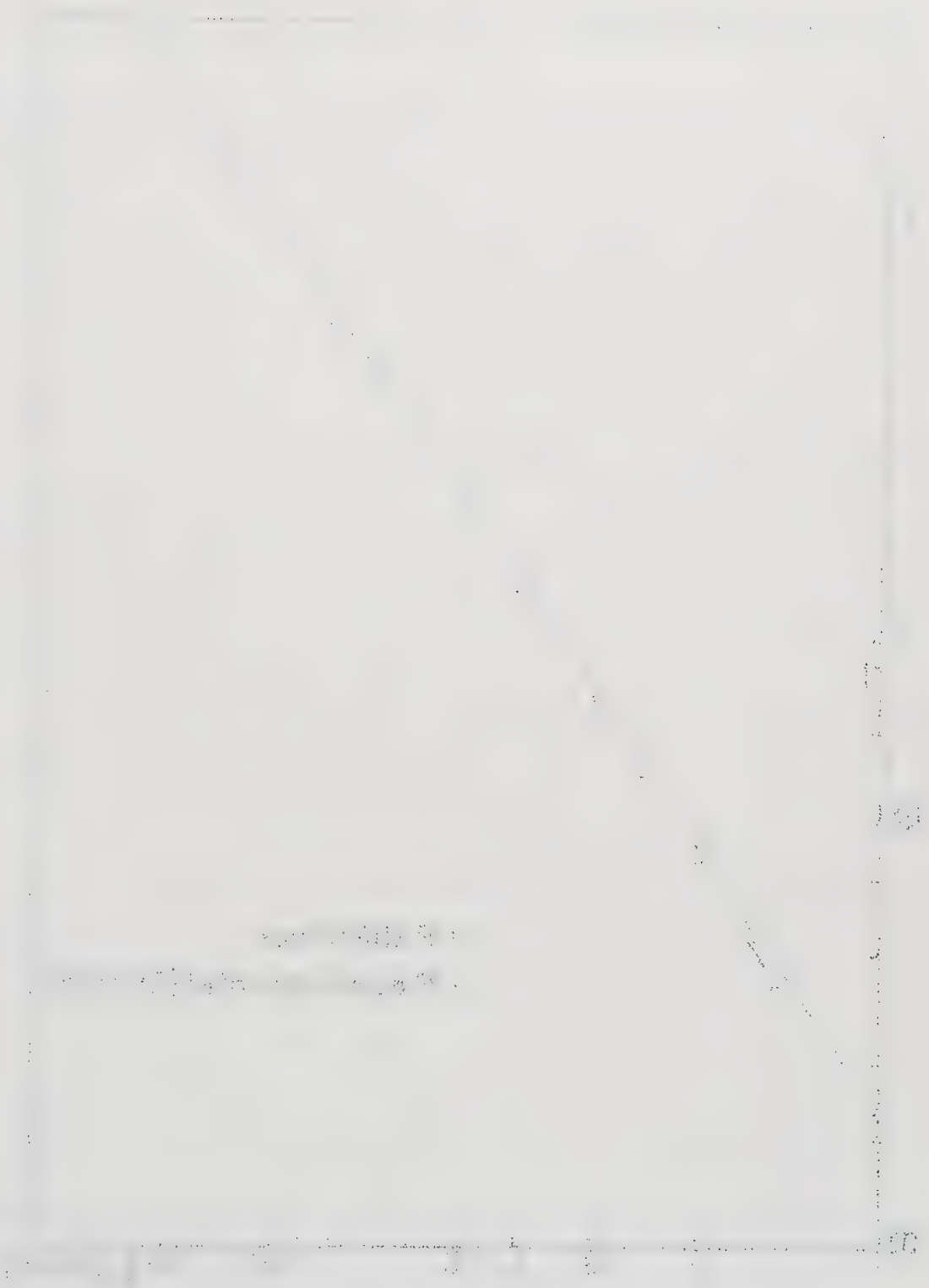
A l'aide des relations qui nous ont permis de calculer la perte d'énergie spécifique des protons dans le stilbène, nous avons déterminé la variation de l'intensité de l'émission de lumière de ce cristal en fonction de l'énergie E_p.

Les résultats de l'intégration qui a été effectuée suivant une méthode numérique utilisant la règle de SIMPSON :

$$P = \int_0^{E_p} \left(1 + kB \frac{dE_p}{dx}\right)^{-1} dE_p \qquad (5)$$

TABLEAU IV

E_p (MeV)	dE/dx (keV - cm^2/mg) (calcul de SCHWARTZ)	dE/dx (keV - cm^2/mg) (calcul d'après BARKAS)
1	278,8	267,9
2	167,6	163,5
3	122,9	120,7
4	98,11	96,16
5	82,10	80,06
6	70,86	68,63
7	62,51	60,06
8	56,04	53,85
9	50,86	48,97
10	46,61	44,97
11	43,05	41,64
12	40,03	38,80
13	37,44	36,36
14	35,18	34,24
15	33,20	32,37
16		30,72
17		29,24
18		27,91
19		26,71
20		25,61
21		24,61
22		23,70
23		22,86
24		22,08
25		21,36



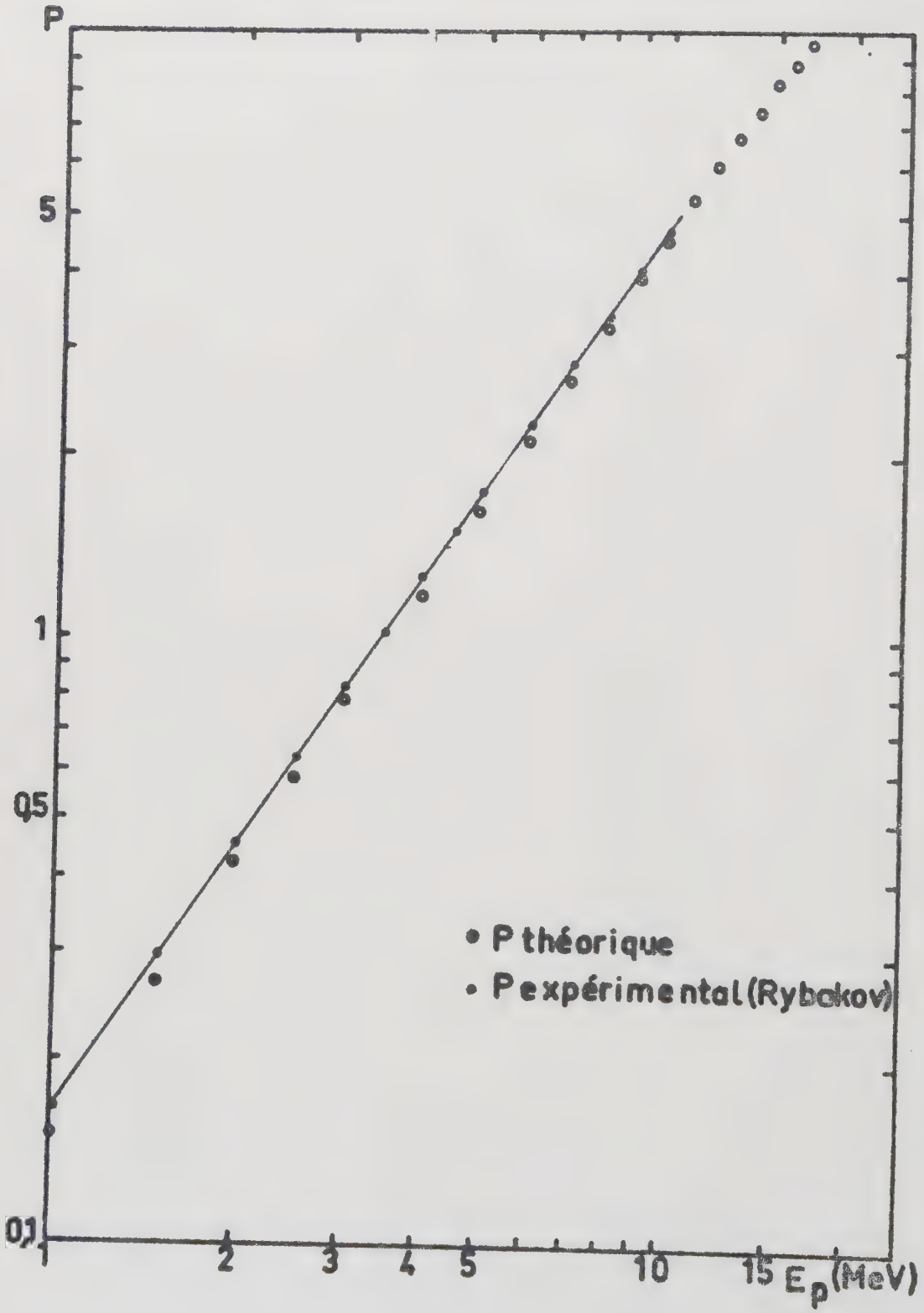

P
5
1
0,5
0,1
2
3
4
5
10
15
E_p (MeV)
• P théorique
• P expérimental (Rybakov)

FIGURE 8

sont portés sur la figure 8. Nous avons également représenté les résultats expérimentaux de RYBAKOV [43] qui a mesuré les valeurs de P dans le stilbène. Le produit kB, choisi de manière à obtenir le meilleur accord avec les valeurs données par cet auteur, a été pris égal à 0,012 mg/cm^2-keV.

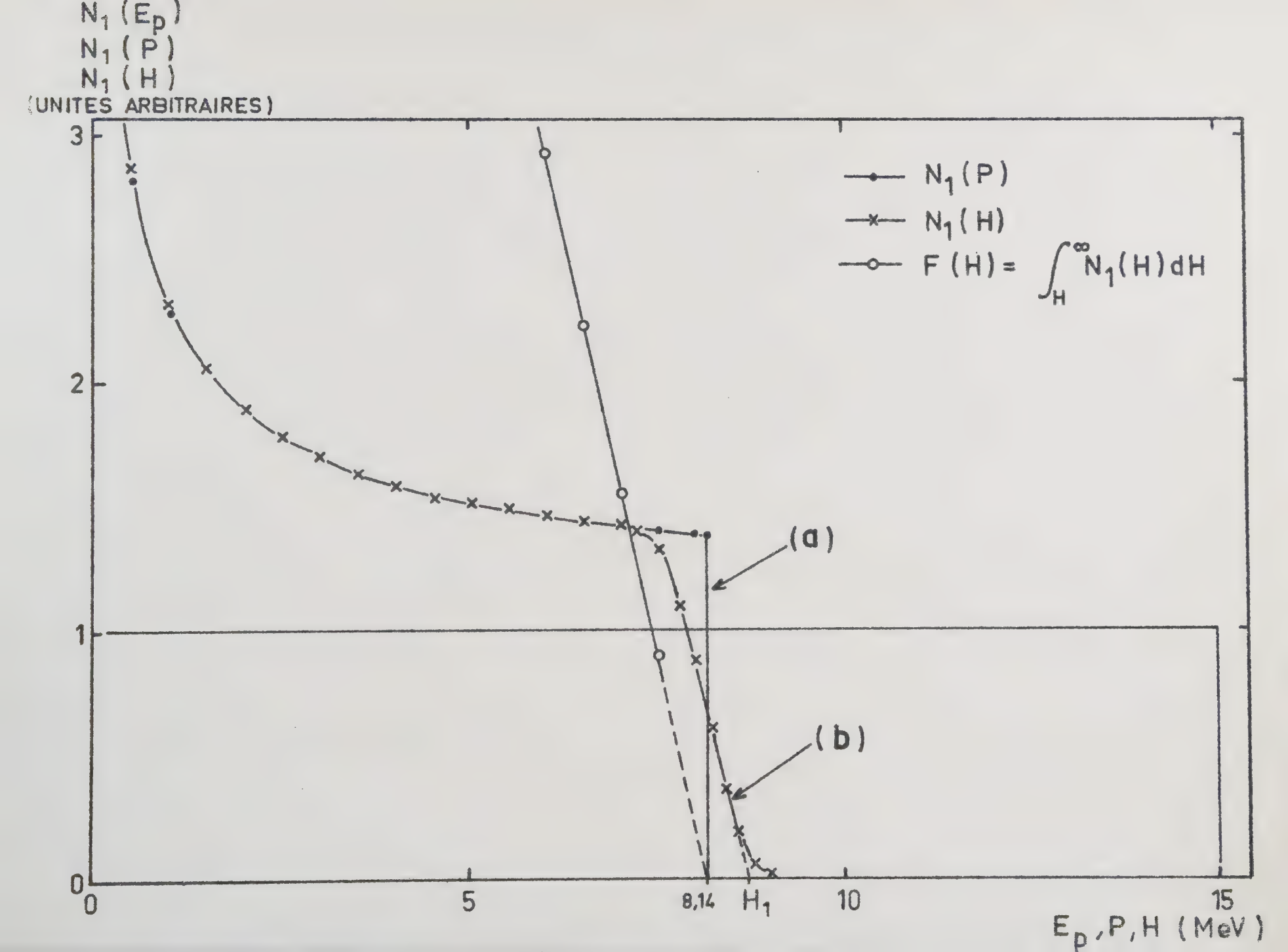
L'accord moins bon aux énergies faibles entre le calcul théorique et l'expérience est dû essentiellement aux deux raisons suivantes :

- la théorie semi-empirique de BIRKS ne peut pas rendre compte des mécanismes de la scintillation créée par une particule de pouvoir ionisant élevé. En effet, elle ne fait pas intervenir la contribution à l'émission de fluorescence des électrons secondaires formés le long de la trajectoire de la particule [47].

- les valeurs calculées et expérimentales de la perte d'énergie spécifique diffèrent quand l'énergie diminue.

Connaissant l'intensité P de la lumière émise par le scintillateur lorsqu'il a absorbé un proton d'énergie E_p , nous pouvons établir la relation entre la distribution en énergie des protons de recul et la distribution des intensités des scintillations correspondantes.

Comme nous l'avons défini dans le paragraphe précédent, $N_1(E_p)dE_p$ est le nombre de protons d'énergie comprise entre E_p et $E_p + dE_p$. Si $N_1(P)dP$ représente le nombre de scintillations dont l'intensité est comprise entre P et P + dP, chaque proton donnant une scintillation, les deux distributions $N_1(E_p)$ et $N_1(P)$ sont liées par la relation :


$N_1(E_p)$
$N_1(P)$
$N_1(H)$
(UNITES ARBITRAIRES)
3
2
1
0
0
5
8,14
H_1
10
15
E_p, P, H (MeV)
$N_1(P)$
$N_1(H)$
$F(H) = \int_H^\infty N_1(H)\,dH$
(a)
(b)

$$N_1(E_p)dE_p = N_1(P)\,dP$$

On en déduit :

$$N_1(P) = N_1(E_p)\,\frac{1}{\frac{dP}{dE_p}} = N_1(E_p)\,(1 + kB\,\frac{dE_p}{dx})$$

Nous avons représenté sur la figure 9a la déformation introduite par la réponse non linéaire du scintillateur en fonction de l'énergie des protons pour la distribution $N_1(E_p)$ correspondant à des neutrons monoénergétiques : $E_o = 15$ MeV.

Lorsque nous avons introduit $N_1(P)$, nous avons admis qu'un proton d'énergie E_p produisait dans le scintillateur une intensité de lumière bien définie. En fait cette émission présente des fluctuations statistiques dont nous allons maintenant tenir compte.

2) Fluctuations statistiques de l'émission de la lumière et des phénomènes d'émission électrique intervenant dans le photomultiplicateur.

Le nombre de photons créés par une particule monoénergétique absorbée dans un scintillateur étant faible car le rendement de l'émission de lumière n'est que de quelques %, la quantité P fluctue autour d'une valeur moyenne $\overline{P}$. L'impulsion de tension aux bornes de la charge

d'anode du photomultiplicateur associé à ce scintillateur ayant une amplitude proportionnelle à P, présente donc des fluctuations de hauteur.

Comme nous l'avons signalé dans le chapitre I, on vérifie expérimentalement que la distribution des amplitudes H des impulsions correspondant à la détection de particules monoénergétiques est gaussienne. Il en résulte que la distribution des hauteurs d'impulsions $N_1(H)$ sera obtenue en faisant le produit de composition de la fonction $N_1(P)$ et de la fonction de Gauss :

$$N_1(H) = \int_0^{\infty} \frac{N_1(P)\, e^{-(H-P)^2/2\sigma^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}}\, dP$$

σ étant l'écart type.

Nous avons montré (chapitre I) que la résolution est inversement proportionnelle à la racine carrée de l'intensité de la lumière émise :

$$r = \frac{a}{\sqrt{P}} = \frac{2,36\,\sigma}{P}$$ a étant une constante

Nous en déduisons :

$$\sigma = \frac{a}{2,36}\sqrt{P}$$

En posant :

$$X(P) = \exp\left[- \frac{(2,36)^2 (H-P)^2}{2\, a^2\, P} \right]$$

on obtient :

$$N_1(H) = \int_o^\infty 2,36 \; \frac{N_1(P)\, X(P)}{a\sqrt{2\pi\, P}} \; dP$$

Nous avons représenté figure 9b la distribution $N_1(H)$ ainsi calculée pour une énergie de neutrons incidents de 15 MeV. On peut remarquer sur cette figure qu'en extrapolant linéairement la répartition $N_1(H)$ jusqu'à l'axe horizontal, l'abscisse du point d'intersection $H_1 = 8,70$ est plus grande que celle ($H = 8,14$) correspondant à l'énergie des neutrons incidents. La courbe représentative de la fonction intégrale :

$$F(H) = \int_H^\infty N(H)\, dH$$

intercepte par la même extrapolation l'axe des abscisses en $H = 8,14$.

Les fluctuations statistiques dont nous venons de tenir compte concernent en fait la distribution $N(P)$ correspondant à $N(E_p)$ qui comporte les corrections dues à l'anisotropie de la diffusion élastique n-p et à l'effet de fuite des bords du scintillateur.

3) Distribution en amplitude des hauteurs d'impulsions calculées.

En remplaçant dans l'expression de l'intensité de l'émission lumineuse, $N(E_p)$ par sa valeur donnée par la relation (4), nous obtenons :

$$N(P) = N(E_p) \times (1+kB \frac{dE_p}{dx}) = A(E_p, E_o)\, D(E_p, E_o) \frac{N_p}{E_o} (1+kB \frac{dE_p}{dx})$$

En tenant compte de plus de la déformation dues aux fluctuations statistiques, nous en déduisons la distribution N(H) des hauteurs d'impulsions correspondantes :

$$N(H) = \int_o^\infty \frac{2,36\, N(P)\, X(P)}{a\sqrt{2\pi P}}\, dP$$

$$= A(E_p, E_o) D(E_p, E_o)(1+kB \frac{dE_p}{dx}) \frac{N_p}{E_o} \int_o^\infty \frac{2,36\, N(P)\, X(P)}{a\sqrt{2\pi P}}\, dP$$

L'intensité P de la lumière émise étant donnée par la relation (5).

Nous avons préparé un programme permettant de calculer à l'aide de l'ordinateur IBM 1800 du laboratoire, N(H), pour des dimensions de scintillateurs et des énergies de neutrons variables. Nous ne détaillerons pas ce programme qui suit pratiquement les étapes du calcul de N(H) que nous venons d'exposer.

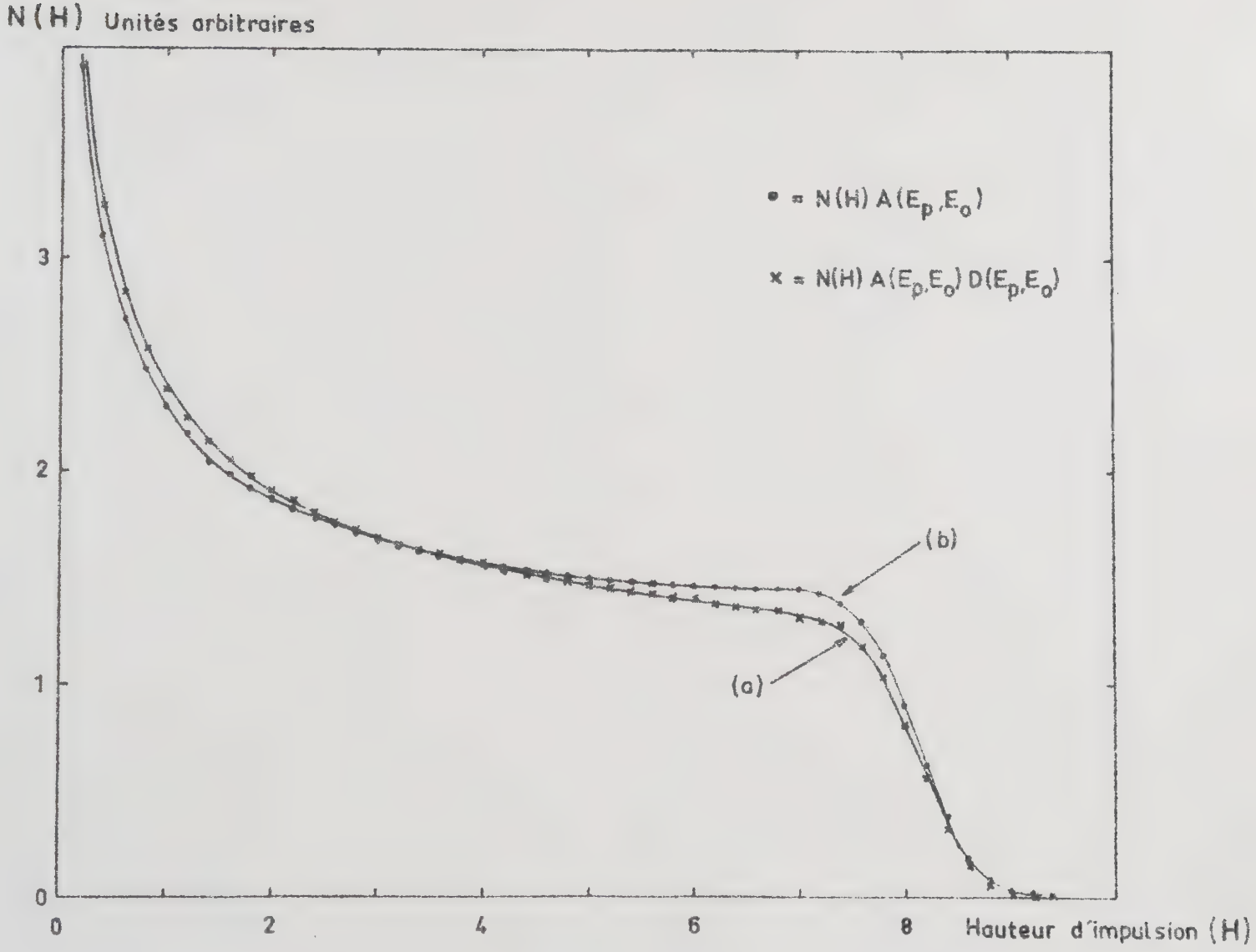

N(H) Unités arbitraires
• = N(H) A(Ep,Eo)
× = N(H) A(Ep,Eo) D(Ep,Eo)
(b)
(a)
0
1
2
3
0
2
4
6
8
Hauteur d'impulsion (H)

FIGURE 10

A titre d'exemple, les résultats obtenus sont représentés sur la figure 10 a, pour une énergie de neutrons incidents égale à 15 MeV et un scintillateur (stilbène) de hauteur égale à 19 mm (3/4"). Nous avons reporté également sur cette figure la distribution (10 b) calculée sans tenir compte de l'effet de fuite par les bords. Pour cette énergie, bien que la hauteur du scintillateur soit grande par rapport au parcours des protons de 15 MeV dans le stilbène (R = 2,1 mm), nous constatons que la correction est de l'ordre de 10 % dans la partie du spectre correspondant à l'énergie maximale des protons.

Avant de comparer les distributions théoriques et expérimentales, nous allons décrire la méthode utilisée pour obtenir ces dernières.

III. DISTRIBUTION MESUREE DES HAUTEURS D'IMPULSIONS.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, un scintillateur organique permet la détection des neutrons d'énergie inférieure à 6 MeV uniquement par l'intermédiaire des protons de recul résultant de la diffusion n-p sur les atomes d'hydrogène. Lorsque l'énergie incidente dépasse le seuil des réactions sur le carbone, celles-ci se produisent dans le scintillateur même. Ainsi, quand on irradie un tel détecteur par des neutrons d'énergie supérieure à 8 MeV, les deux réactions suivantes ont lieu : $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$ et $^{12}C(n,n')3\alpha$ dont les seuils sont 6,17 MeV et 7,98 MeV respectivement. Les particules α émises sont absorbées et détectées par le scintillateur.

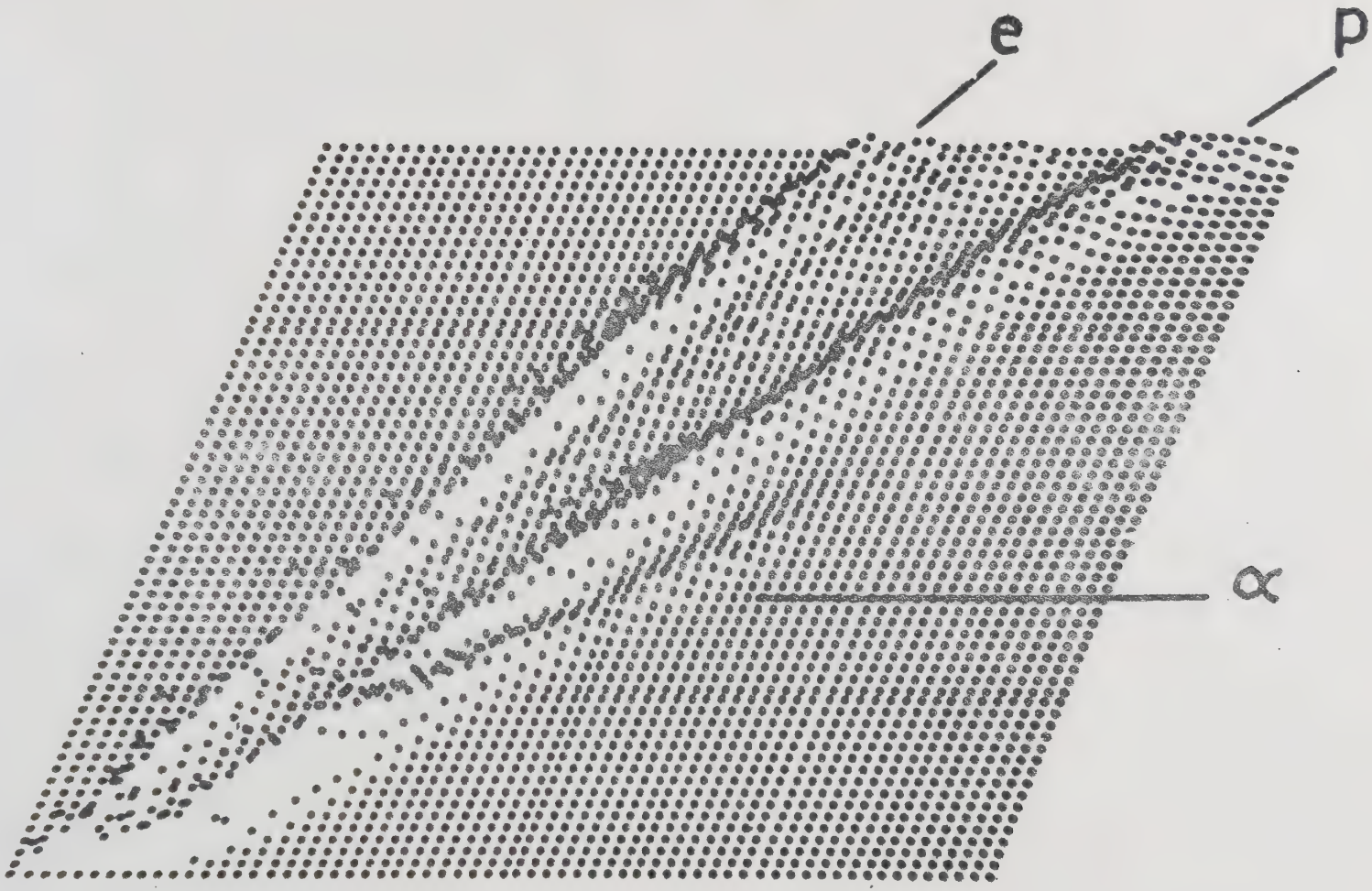


FIGURE 11

Grâce à la méthode de discrimination que nous avons décrite dans le chapitre I, on peut mettre en évidence ces réactions en enregistrant séparément les protons et les particules α.

Nous avons analysé de cette façon les hauteurs d'impulsions dues aux particules détectées dans un cristal de stilbène pendant l'irradiation par un faisceau de neutrons de 16 MeV. La figure 11 représente le cliché obtenu en photographiant l'oscilloscope de visualisation du sélecteur d'amplitude (64 x 64 canaux) après cet enregistrement. On constate sur cette figure que des particules α ont été détectées en plus des protons de recul et des électrons Compton provenant du rayonnement γ environnant.

Un étalonnage en énergie à l'aide des émetteurs α , ^{210}Po (5,30 MeV), ^{212}Bi (6,08 MeV) et ^{212}Po (8,78 MeV) permet d'évaluer à 9,8 MeV la limite supérieure de la distribution α, ce qui correspond à l'énergie maximale des particules émises dans la réaction $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$ pour le niveau fondamental de ^{9}Be. Par des expériences de coïncidences que nous décrirons dans le chapitre III, nous avons également identifié les particules α résultant de la diffusion inélastique des neutrons sur les atomes de carbone du scintillateur, ce qui nous a permis d'étudier cette réaction.

A partir des enregistrements bidimensionnels ainsi obtenus, il est possible de tracer le spectre des protons de recul qui est représenté sur la figure 12 pour une énergie de neutrons de 15 MeV. La

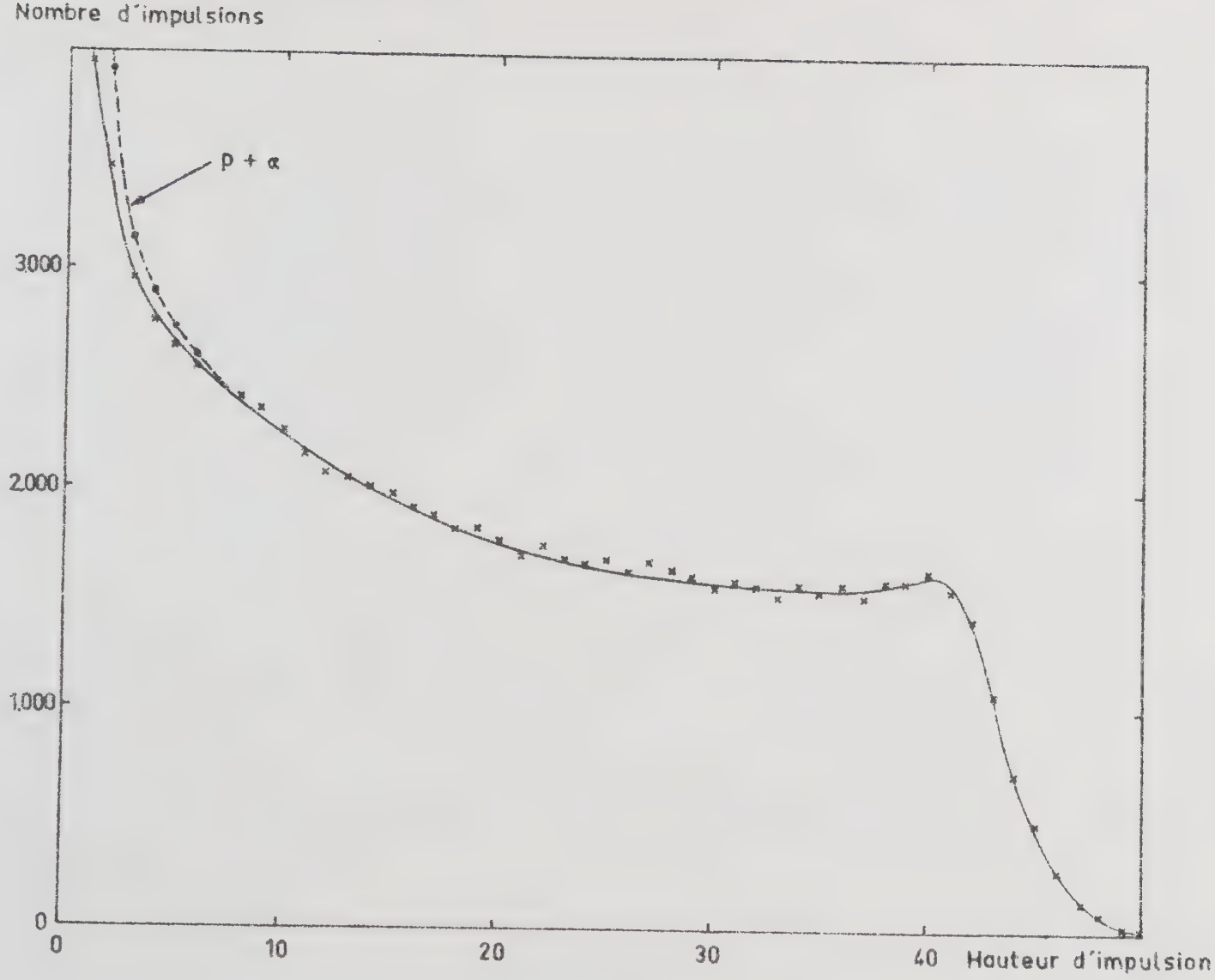

Nombre d'impulsions
p + α
3000
2.000
1.000
0
0
10
20
30
40
Hauteur d'impulsion

FIGURE 12

distribution désignée par $\alpha + p$, que l'on obtient quand on ne discrimine pas les protons des particules α, y figure également. On constate l'importance du nombre d'événements α ainsi enregistrés aux faibles amplitudes.

Il faut remarquer que les techniques de discrimination décrites précédemment n'identifient pas séparément les protons et les hélions, donc ne permettent pas de tenir compte de la détection de ces derniers. Ceci explique que les distributions de protons de recul, obtenues à l'aide de ces procédés, soient uniquement en accord avec les spectres théoriques pour des énergies de neutrons inférieures au seuil (6,17 MeV) des réactions qui produisent des particules α. Afin de préciser dans quels cas les spectres vont être déformés par la contribution de ces particules α, nous avons reporté dans le tableau V, pour différentes énergies de neutrons incidents, l'énergie maximale des distributions α et celle des protons donnant les mêmes intensités de scintillation.

TABLEAU V

E_o (MeV)	Energie maximale du spectre α (MeV)	Energie des protons donnant la même intensité de scintillation (MeV)
14	8,1	3,2
16	9,8	3,8
18	11,6	4,6
20	13,5	5,8

Les valeurs de ces énergies permettent de conclure que, par suite de la variation du rendement de l'émission de lumière avec la nature du rayonnement détecté, les spectres de protons de recul comportent des particules α dans le domaine d'énergie compris entre 0 et $E_o/4$ quand on ne dispose pas d'un procédé de discrimination p - α.

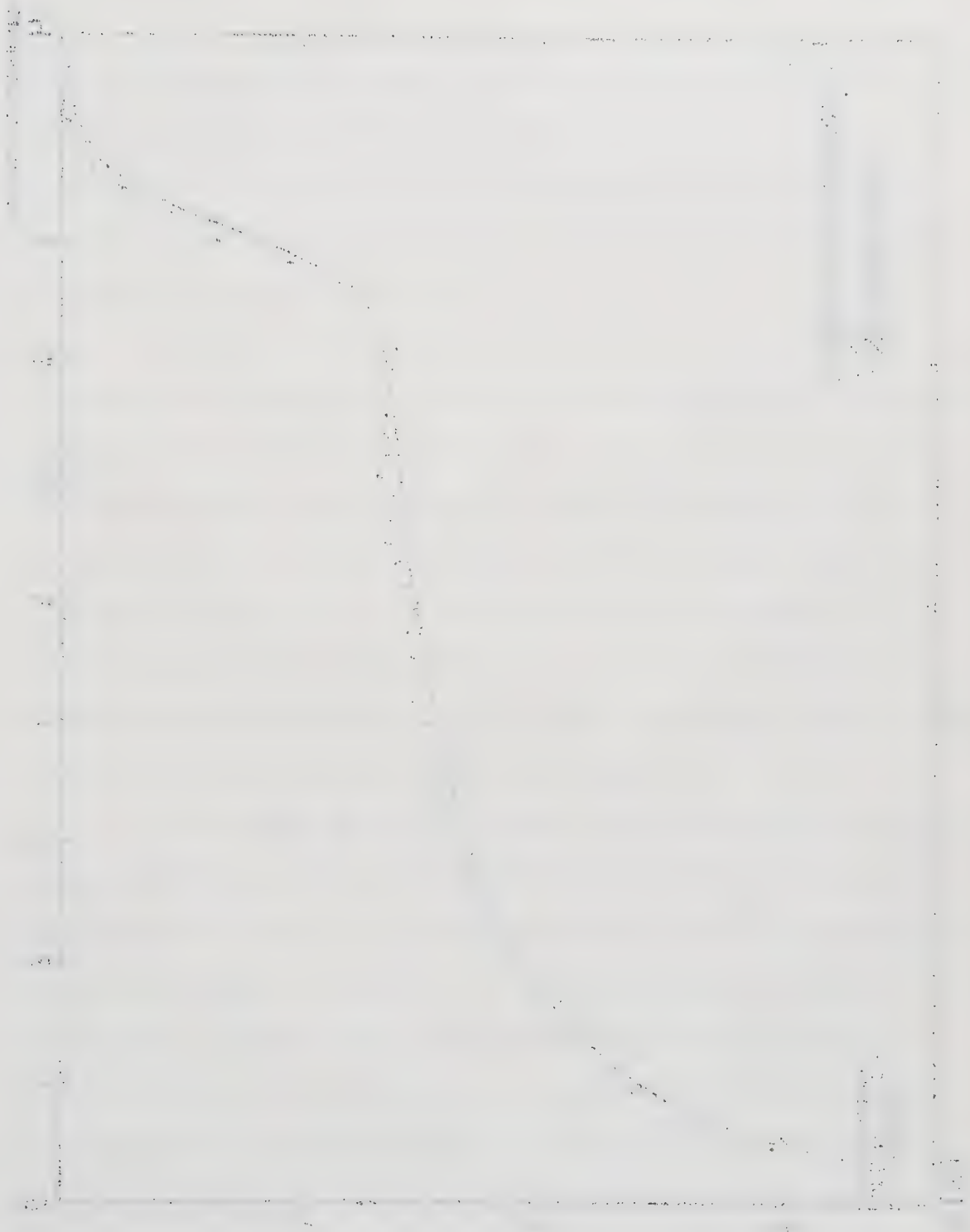
IV. COMPARAISON ENTRE LES DISTRIBUTIONS CALCULEES ET EXPERIMENTALES.

Afin de pouvoir effectuer cette comparaison, nous avons dû établir la correspondance entre les hauteurs d'impulsions et l'énergie des protons. Ceci a été réalisé à partir des distributions N(H) expérimentales correspondant à différentes énergies de neutrons. On détermine l'intersection de la courbe représentative de la fonction intégrale

$$F(H) = \int_H^\infty N(H)\, dH$$

avec l'axe des abscisses, comme nous l'avons montré sur la figure 9. Nous avons trouvé ainsi que les hauteurs d'impulsions minimales qui sont analysées correspondent à une énergie de protons de 2,4 MeV.

Connaissant la valeur de ce seuil, nous pouvons maintenant normaliser les deux distributions expérimentale et théorique, le



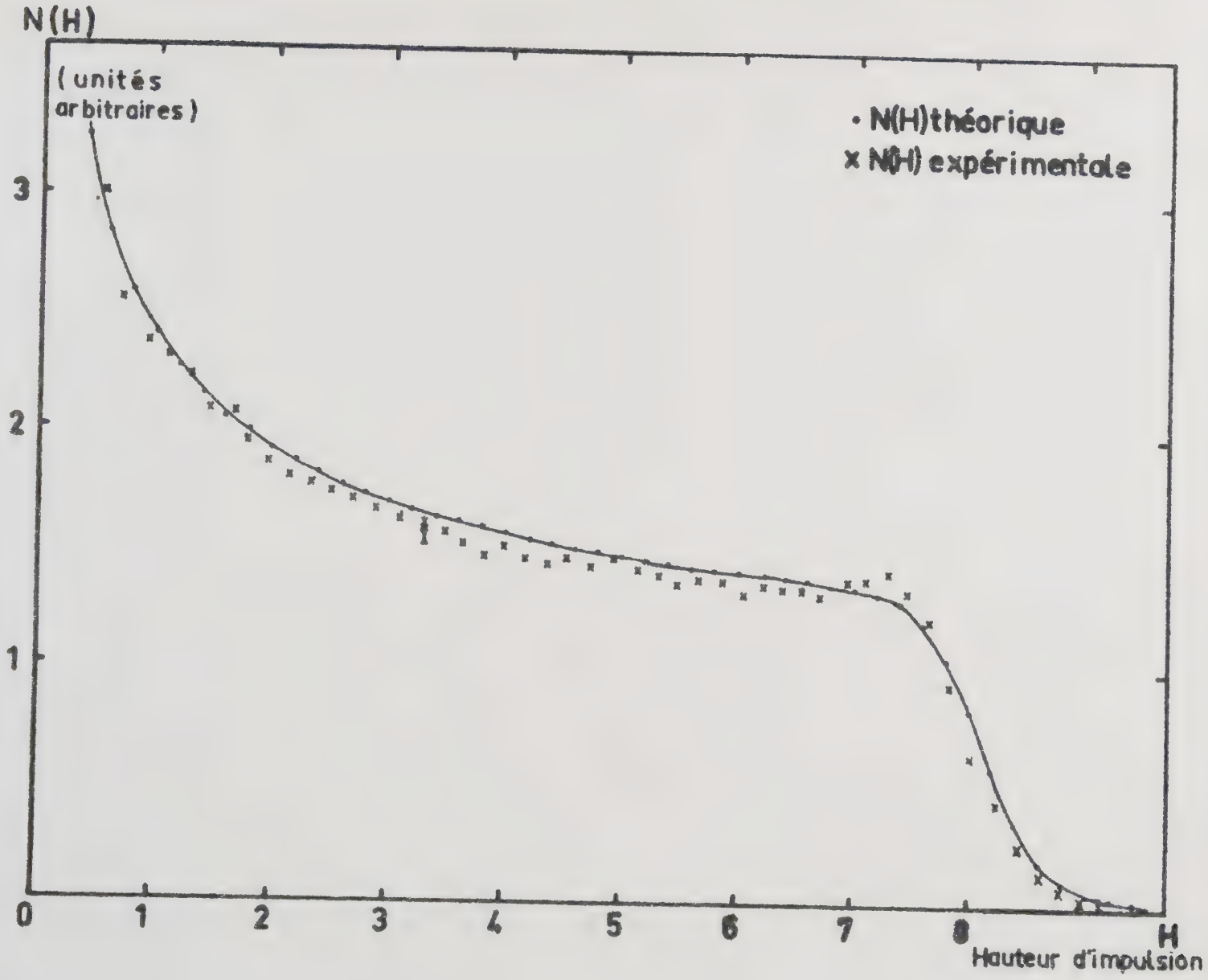

N(H)
(unités
arbitraires)
· N(H)théorique
x N(H) expérimentale
3
2
1
0
1
2
3
4
5
6
7
8
H
Hauteur d'impulsion

FIGURE 13

facteur de normalisation étant le rapport des aires délimitées par ces deux tracés. Le résultat de cette opération est représenté sur la figure 13. Nous constatons que l'accord entre les spectres calculé et expérimental est très satisfaisant dans toute la gamme d'énergie de protons (2,4 MeV à 15 MeV).

A l'aide de la technique d'identification des particules que nous avons utilisée nous avons pu rendre compte des distributions théoriques des protons de recul que nous avons calculées. L'accord avec nos résultats expérimentaux est meilleur que dans les travaux similaires les plus récents [16, 53], dans lesquels les spectres ne sont comparables que pour une énergie de protons supérieure à 5 MeV. Ceci résulte du fait que nous avons pu tenir compte dans nos distributions expérimentales des particules α provenant des réactions induites sur les atomes de carbone du scintillateur.

Il convient de remarquer que nous avons obtenu cet accord satisfaisant bien que nous ayons fait dans notre calcul une hypothèse simplificatrice : nous n'avons pas tenu compte des diffusions multiples des neutrons dans le scintillateur , par exemple par deux atomes d'hydrogène successivement. Ces deux chocs élastiques ayant lieu dans un intervalle de temps plus court que la durée de l'émission de la scintillation, ne donnent lieu qu'à la détection d'un seul évènement. En fait cet effet ne peut être calculé qu'approximativement et une

estimation faite par SEGEL, SCHWARTZ et OWEN [54] montre qu'il est négligeable tant que l'efficacité de détection des neutrons ne dépasse pas 10 %, ce qui est réalisé dans notre cas.

CHAPITRE III

ETUDE DES INTERACTIONS DES NEUTRONS RAPIDES AVEC LES ATOMES DE CARBONE DANS UN SCINTILLATEUR ORGANIQUE

Grâce à la méthode de discrimination que nous avons utilisée, nous avons pu enregistrer séparément les protons et les particules α correspondant aux interactions des neutrons rapides avec les constituants (carbone et hydrogène) d'un scintillateur organique tel que le stilbène. Nous avons tiré parti de cette technique pour étudier plus particulièrement les réactions suivantes induites sur les noyaux de carbone : $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$ et $^{12}C(n,n')3\alpha$. Avant d'expliciter les expériences qui ont conduit à cette étude, nous allons rappeler les résultats antérieurs les plus importants concernant les deux réactions considérées dont les seuils sont respectivement 6,17 et 7,98 MeV.

Les travaux les plus complets ont été réalisés, d'une part à l'aide d'émulsions nucléaires [55-59], d'autre part avec des chambres de Wilson [60, 61]. Remarquons que ces deux techniques permettent de

visualiser les trajectoires, ce qui présente un avantage essentiellement pour l'étude des mécanismes d'émission des particules α résultant de la diffusion inélastique : on peut en effet déterminer la direction et l'énergie de ces particules.

Les résultats concernant la réaction $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$ ont été obtenus pour des énergies de neutrons incidents voisines de 14 MeV. GRAVES et DAVIS [62] ont ainsi trouvé une section efficace totale égale à : 80 ± 20 mb, en utilisant une méthode de transmission. Dans des travaux similaires effectués à l'aide d'émulsions nucléaires AL-KITAL et PECK [55] à 14 MeV et CHATTERJEE et SEN [56] à 14,5 MeV ont donné, pour cette section efficace, des valeurs qui sont en bon accord avec les précédentes et que nous avons indiquées dans le tableau VI.

TABLEAU VI

E_n (MeV)	σ (mb)	Auteurs
14,1	80 ± 20	GRAVES et DAVIS [62]
14	62 ± 15	AL-KITAL et PECK [55]
14,5	69 ± 13	CHATTERJEE et SEN [56]

Ils ont également obtenu les distributions angulaires des particules α émises. Les courbes représentant la variation de la

section efficace différentielle en fonction de l'angle θ dans le système du centre de gravité, sont dissymétriques par rapport à 90°. Ceci a incité ces auteurs à donner une interprétation théorique de leurs résultats en faisant intervenir des processus d'interaction directe. Les trois mécanismes envisagés sont les suivants :

- la capture par le neutron incident d'un noyau ^3He préformé dans le noyau cible : pick-up.

- l'éjection d'une particule α préformée, le neutron étant fixé sur le noyau restant : knock-on.

- l'éjection d'une partie du noyau cible avec le neutron, le noyau ^4He étant alors émis préférentiellement vers l'arrière : heavy-particle stripping.

La théorie de Butler [63] décrit les distributions angulaires résultant de ces types d'interaction directe à l'aide d'une amplitude de diffusion proportionnelle à une fonction de Bessel sphérique : $j_l(kR)$. Les variables l, k et R représentent respectivement le moment angulaire, le moment cinétique cédés au noyau de recul et la distance à laquelle se produit l'interaction.

AL-KITAL et PECK ont obtenu un accord satisfaisant entre leurs distributions angulaires correspondant aux seuls angles avant et celles données par cette théorie, en faisant l'hypothèse d'un processus soit de pick-up, soit de knock-on. Ils font cependant remarquer que la préformation d'une particule α dans un noyau de carbone est plus probable

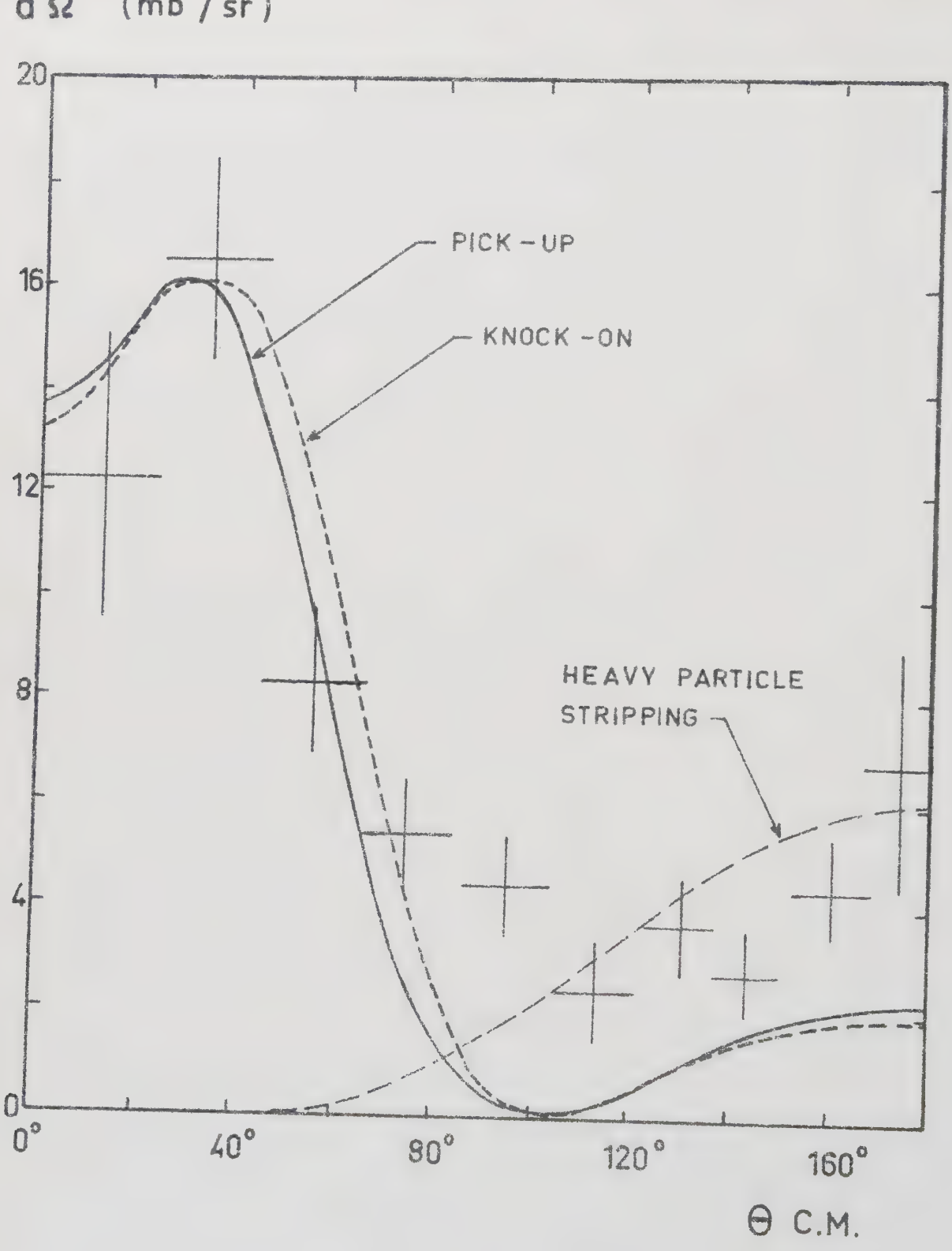

dσ/dΩ (mb/sr)
20
16
12
8
4
0
PICK-UP
KNOCK-ON
HEAVY PARTICLE
STRIPPING
0°
40°
80°
120°
160°
Θ C.M.

FIGURE 14

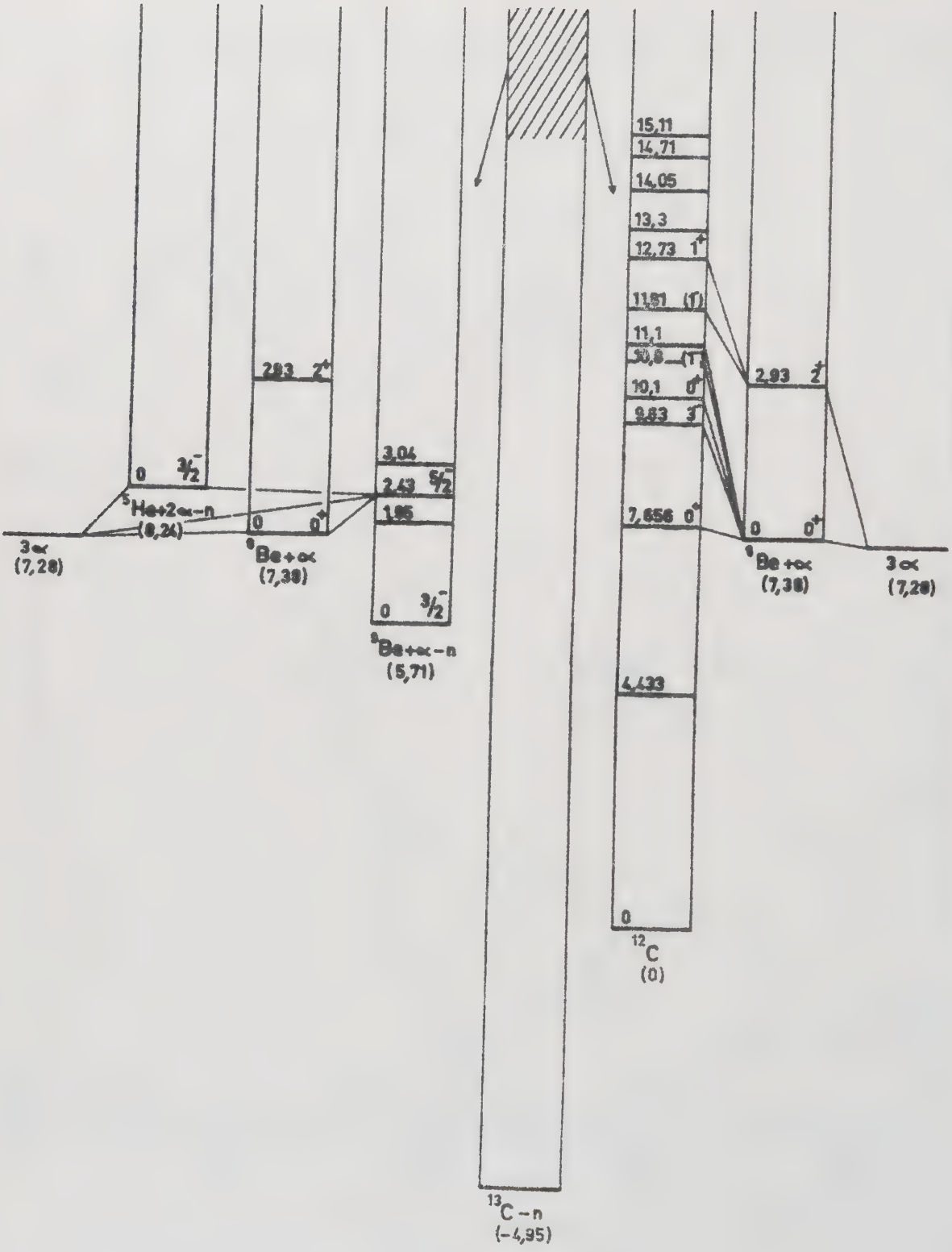

15,11
14,71
14,05
13,3
12,73 1+
11,81 (1-)
11,1
10,8 (1-)
10,1 0+
9,83 3-
7,656 0+
4,433
0
12C
(0)
2,93 2+
0 0+
8Be+α
(7,38)
3α
(7,28)
3,04
2,43 5/2-
1,85
0 3/2-
9Be+α-n
(5,71)
2,83 2+
0 0+
8Be+α
(7,38)
0 3/2-
5He+2α-n
(8,24)
3α
(7,28)
13C-n
(-4,95)

FIGURE 15

que celle d'un noyau ^{3}He, donc que le processus de knock-on devrait etre prédominant. CHATTERJEE et SEN rendent compte de leurs résultats obtenus cette fois pour toutes les valeurs de l'angle θ avec la même théorie en faisant intervenir un mécanisme de knock-on ou de pick-up avec une contribution de heavy-particle stripping dans les deux cas. Ce dernier type d'interaction directe peut expliquer l'augmentation des sections efficaces différentielles entre 100° et 180°. Nous avons reproduit leurs résultats sur la figure 14. On note que les courbes théoriques correspondant aux processus de pick-up et de knock-on ne présentent pas une différence suffisante pour permettre d'attribuer les résultats expérimentaux à l'un ou l'autre de ces deux mécanismes.

Les réactions $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be^{*}$ qui laissent le noyau de recul dans un état excité, se traduisent par l'émission finale de trois particules α, les niveaux de $^{9}Be^{*}$ étant instables et donnant lieu à l'émission, soit de neutrons ($^{9}Be^{*} \rightarrow n' + {}^{8}Be$), soit de particules α ($^{9}Be^{*} \rightarrow {}^{4}He + {}^{5}He$). Remarquons que l'étude de la diffusion inélastique de neutrons $^{12}C(n,n')3\alpha$ est complexe car, d'après le schéma des niveaux (figure 15), les modes de désintégrations énergétiquement possibles sont nombreux. On peut en effet envisager les mécanismes suivants :

$$^{12}C + n \rightarrow {}^{9}Be^{*} + \alpha \rightarrow {}^{8}Be + n' + \alpha \rightarrow 3\alpha + n' \qquad (1)$$

$$\rightarrow {}^{9}Be^{*} + \alpha \rightarrow {}^{5}He + 2\alpha \rightarrow 3\alpha + n' \qquad (2)$$

$$\rightarrow {}^{8}Be + {}^{5}He \rightarrow 2\alpha + {}^{5}He \rightarrow 3\alpha + n' \qquad (3)$$

$$\rightarrow {}^{12}C^{*} + n' \rightarrow {}^{8}Be + \alpha + n' \rightarrow 3\alpha + n' \qquad (4)$$

$$\rightarrow 3\alpha + n' \qquad (5)$$

Ces réactions ont été mises en évidence uniquement dans des émulsions nucléaires et des chambres de Wilson. Nous mentionnerons ici les résultats les plus récents concernant ces différents processus.

A l'aide d'émulsions nucléaires, FRYE, ROSEN et STEWART [57] ont trouvé que la section efficace totale variant entre 78 ± 15 mb à 223 ± 40 mb pour des énergies de neutrons incidents comprises entre 12,6 et 20,1 MeV. Ces auteurs ont pu faire apparaître une contribution du mécanisme (4) par l'intermédiaire des niveaux du carbone d'énergies égales ou supérieures à 9,6 MeV.

VASIL'EV, KOMAROV et POPOVA [58] ont utilisé la méthode des plaques photographiques et ont montré que ces réactions se font partiellement par l'intermédiaire de $^{9}Be^{*}$ (mécanismes 1 et 2). Ils ont également fait intervenir la tripartition de $^{12}C^{*}$ pour interpréter leurs résultats expérimentaux avec des neutrons d'énergie variant entre 9 MeV et 19 MeV.

BRINKLEY, ROBSON et TITTERTON [59] ont examiné la possibilité d'une quadruparition du noyau composé $^{13}C^{*}$ en trois particules α et un neutron. L'énergie (14,18 ± 0,05 MeV) des neutrons utilisés était définie avec plus de précision que dans les travaux précédents, afin de disposer de la meilleure résolution en énergie des particules α. Ils ont mis ainsi en évidence la contribution des mécanismes (1) et (2) par l'intermédiaire du niveau de 2,4 MeV de ^{9}Be, ce qui leur a permis d'interpréter leurs résultats sans faire intervenir le processus de quadrupartition recherché.

A l'aide d'une chambre de Wilson contenant du gaz carbonique, MÖSNER, SCHMIDT et SCHINTLMEISTER [60, 61] ont confirmé l'existence de tous les mécanismes cités et donné les rapports d'embranchements correspondants. Nous avons indiqué ces valeurs dans le tableau VII en même temps que les résultats des auteurs précédents.

TABLEAU VII

Réaction	Mécanisme	Brinkley [59]	Mösner [61]
$^{12}C + n \rightarrow$	$^{9}Be^{*} + \alpha \rightarrow {}^{8}Be + n' + \alpha$ $^{9}Be^{*} + \alpha \rightarrow {}^{5}He + 2\alpha$	20 - 70 %	22 ± 4 %
	$^{8}Be^{*} + {}^{5}He \rightarrow 2\alpha + {}^{5}He$	0 - 50 %	≤ 12 ± 2 %
	$^{12}C + n' \rightarrow {}^{8}Be + \alpha + n'$	30 - 70 %	≥ 45 ± 5 %

Il faut également signaler que l'excitation des niveaux : 7,66 , 9,64 et 10,84 MeV de ^{12}C a été mise en évidence au cours de la réaction $^{12}C(n,n')3\alpha$ par une technique de temps de vol [64].

Les résultats précédents obtenus à l'aide de neutrons sont comparables à ceux de l'étude de la désexcitation d'états résonants de ^{12}C formés au-dessus de 15 MeV à partir d'autres réactions telles que $^{11}B(p,2\alpha)^{4}He$ et $^{12}C(p,p')3\alpha$ dans lesquelles apparaissent également des mécanismes séquentiels par l'intermédiaire du niveau fondamental et du premier niveau de ^{8}Be.

I. DETERMINATION EXPERIMENTALE DES DISTRIBUTIONS EN ENERGIE DES PARTICULES α RESULTANT DES REACTIONS $^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$ et $^{12}C(n,n')3\alpha$.

Nous avons mis à profit la technique d'identification des particules décrite dans le chapitre I pour obtenir les spectres des particules α correspondant aux interactions ($^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$ et $^{12}C(n,n')3\alpha$) des neutrons rapides avec les noyaux de carbone contenus dans le scintillateur. Une autre méthode a été utilisée pour mettre en évidence la réaction $^{12}C(n,p)^{12}B$ au sein du détecteur.

Les neutrons sont produits par la réaction $^{3}H(^{2}H,n)^{4}He$ avec des deutérons d'énergies comprises entre 0,15 MeV et 3,4 MeV sur des cibles de titane tritié dont l'épaisseur correspond à une perte d'énergie maximale de 0,1 MeV. Au cours de ces expériences, différents accélérateurs ont été utilisés suivant la gamme d'énergie étudiée : un générateur électrostatique (SAMES : 0,15 MeV), les accélérateurs PHILIPS (2 MeV) et VAN DE GRAAFF (4 et 5,5 MeV) du Centre de Recherches Nucléaires. La précision sur l'énergie des neutrons dépendait de la perte d'énergie des deutérons dans la cible et variait entre ± 0,15 MeV (pour E_o = 14,8MeV) et ± 0,02 MeV (pour E_o = 20 MeV).

Le cristal de stilbène placé à un mètre de la cible et associé à un photomultiplicateur 51 UVP était irradié à 0° par un flux de neutrons parallèle à son axe. Ainsi la variation de l'énergie des neutrons due à

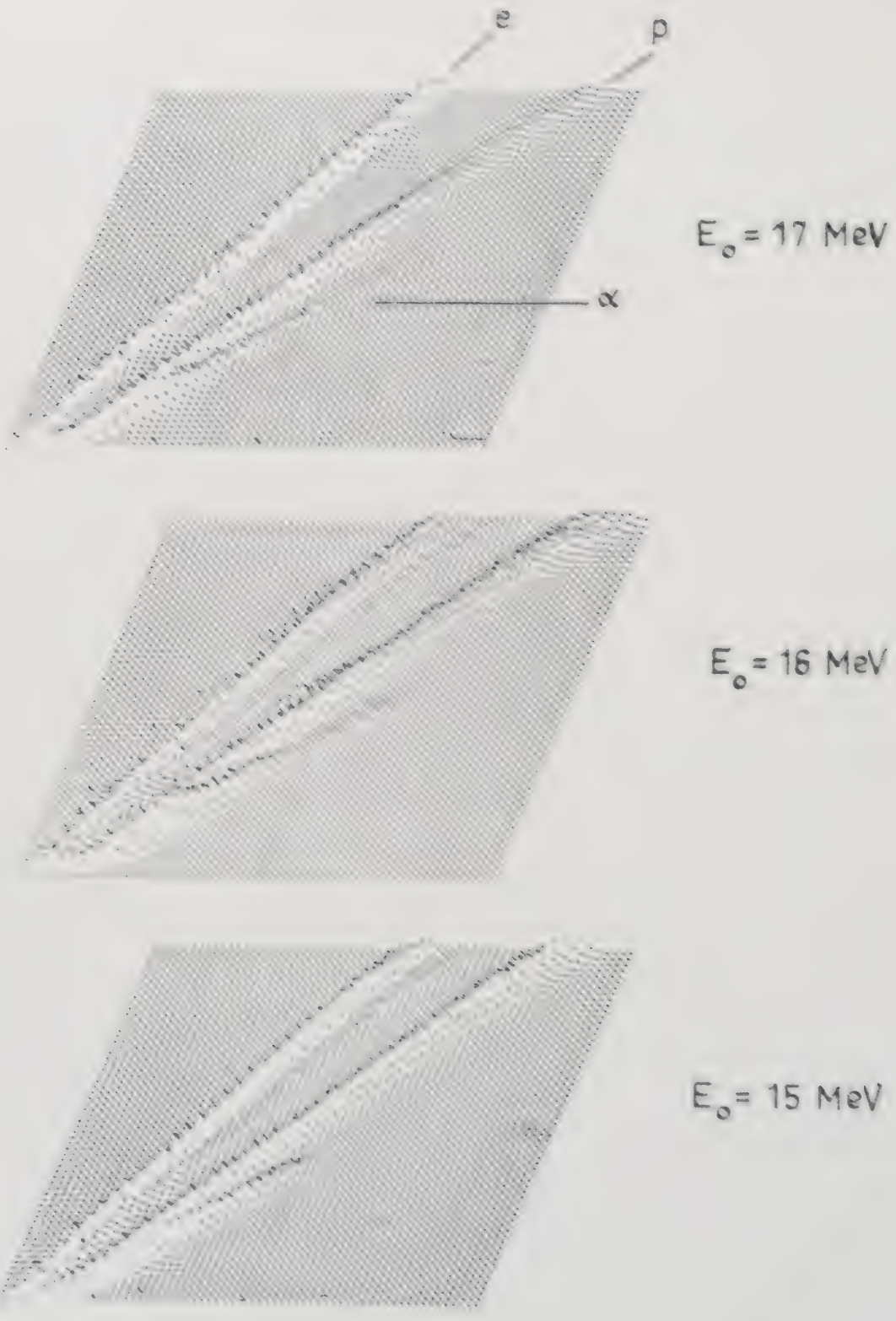
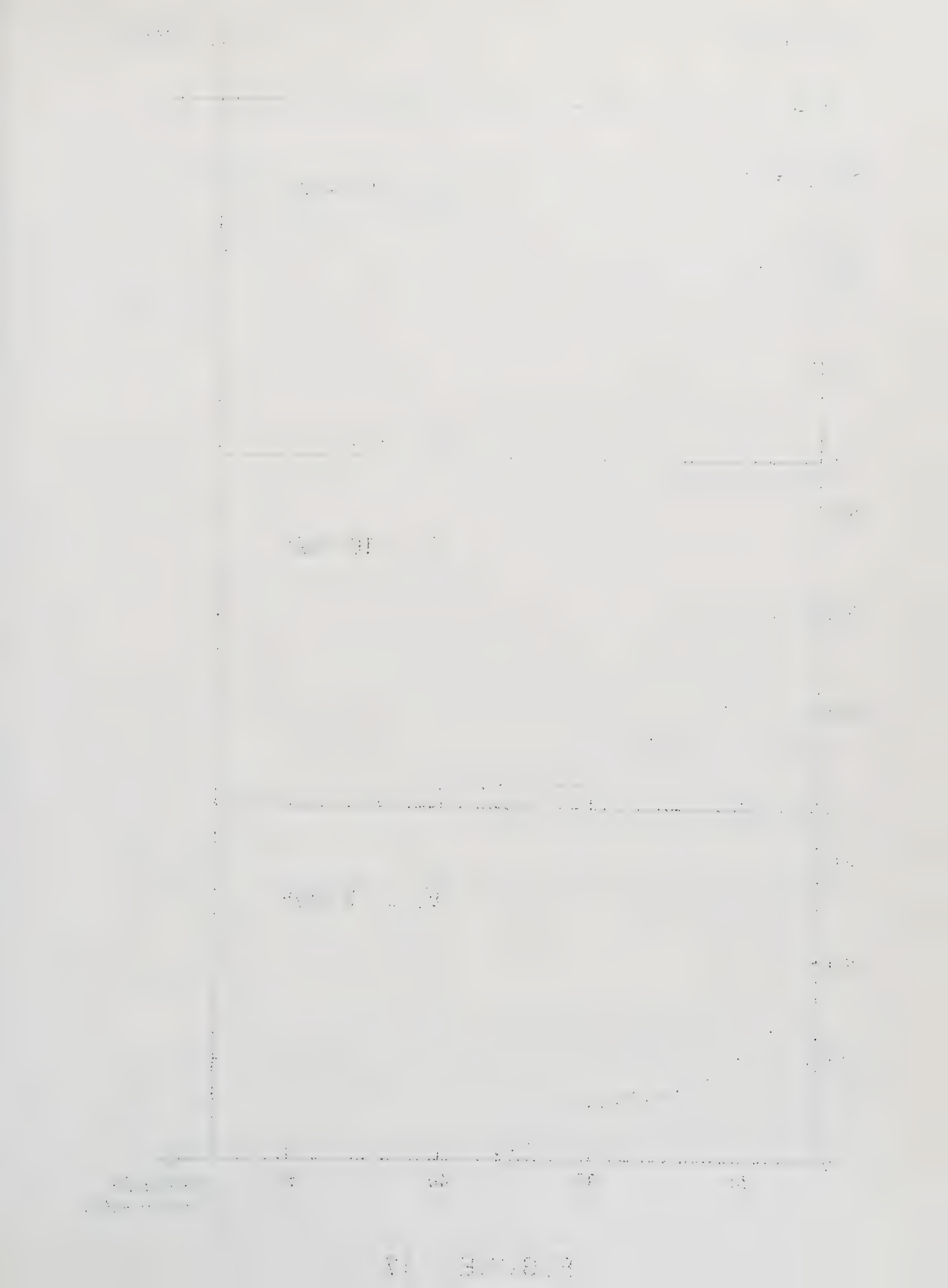


FIGURE 16



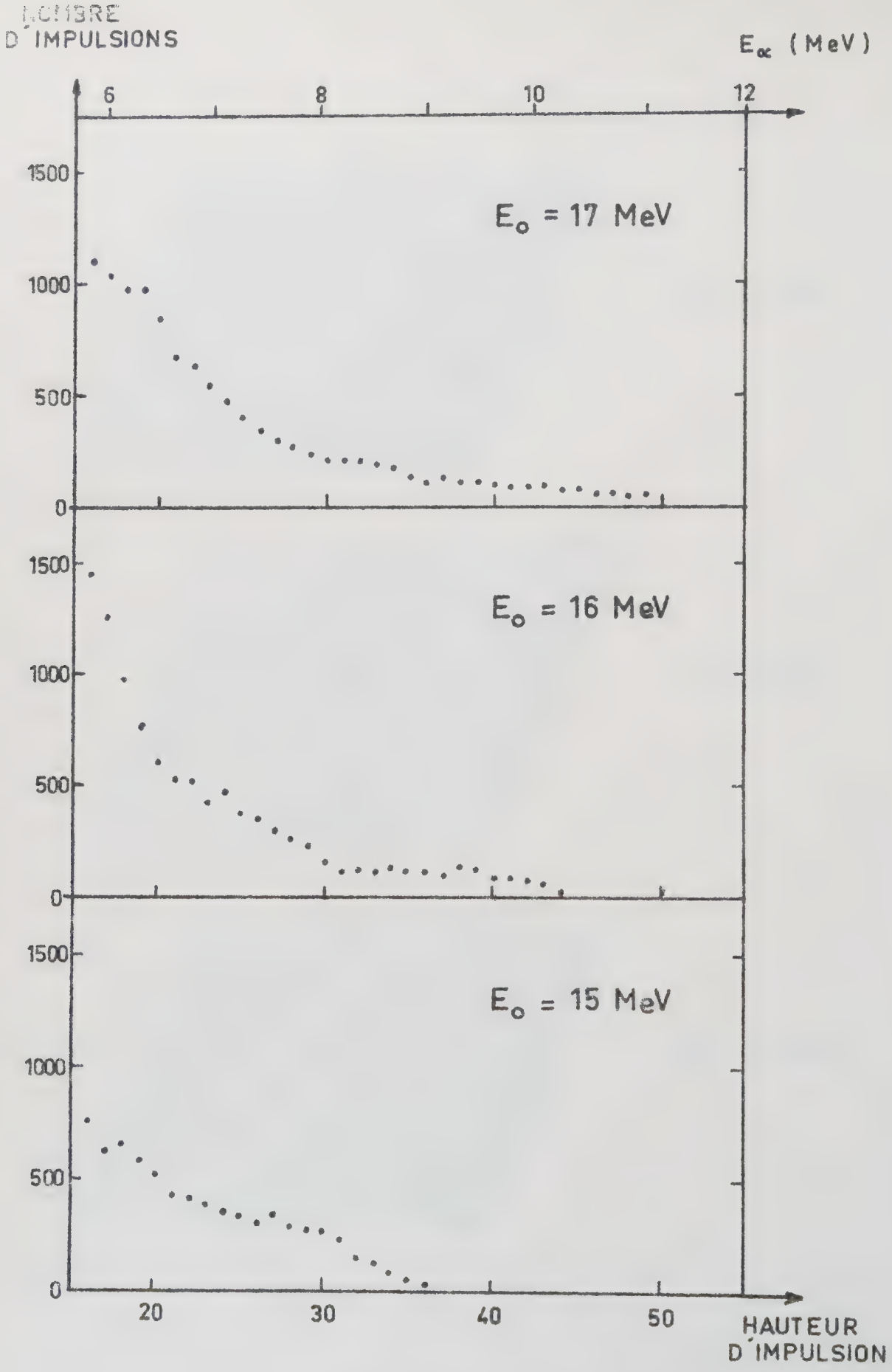

NOMBRE
D'IMPULSIONS
E_α (MeV)
6
8
10
12
1500
1000
500
0
E_o = 17 MeV
E_o = 16 MeV
E_o = 15 MeV
20
30
40
50
HAUTEUR
D'IMPULSION

FIGURE 17

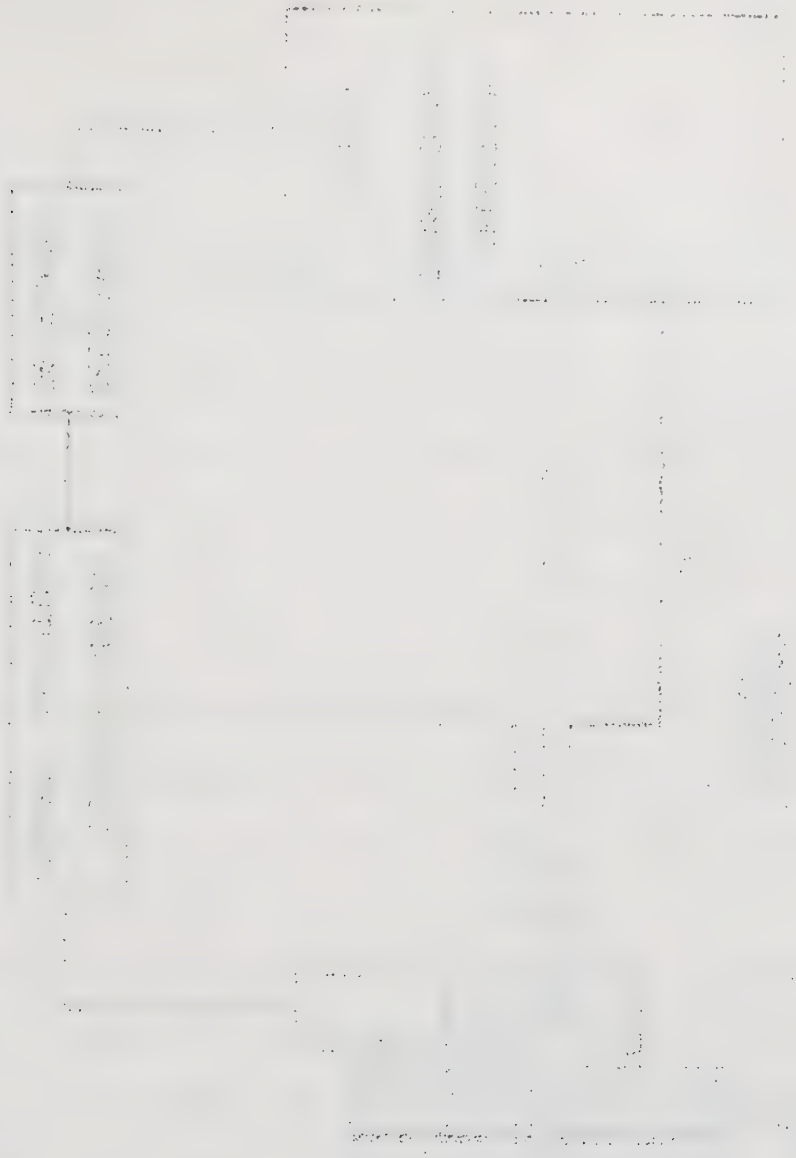
l'angle solide était négligeable par rapport à celle due à l'épaisseur de la cible. Nous avons utilisé des monocristaux de stilbène de 2 mm d'épaisseur et de 25 mm de diamètre, l'expérience ayant montré que pour ces dimensions du scintillateur la résolution en énergie pour les particules α était meilleure que pour les cristaux de plus grande épaisseur.

Une valeur relative du flux de neutrons était mesurée par le nombre de protons de recul créés, d'une part dans ce détecteur, d'autre part dans une deuxième sonde à scintillation comportant un cristal de stilbène de 1/2" x 1".

Résultats expérimentaux :

A partir des enregistrements obtenus par l'analyse bidimensionnelle des intensités des deux composantes de la scintillation et représentés à titre d'exemple sur la figure 16 pour E_o = 15, 16 et 17 MeV, nous avons tracé les distributions correspondantes des particules α en fonction de l'énergie (figure 17). L'étalonnage ne énergie est réalisé à l'aide des émetteurs α suivants : ^{210}Po (E_α = 5,3 MeV), ^{212}Bi (E_α=6,08MeV et ^{212}Po (E_α = 8,78 MeV). Nous avons vérifié que la limite supérieure des distributions α correspond à l'énergie maximale des particules émises dans la réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^9Be$.

Il faut remarquer que la détection des produits de la réaction a lieu dans le scintillateur même sous un angle solide égal à 4 π avec une efficacité de 100 %, les effets de bord étant négligeables. On peut rappeler que la perte d'énergie des noyaux lourds tels que ^9Be ne donne pas



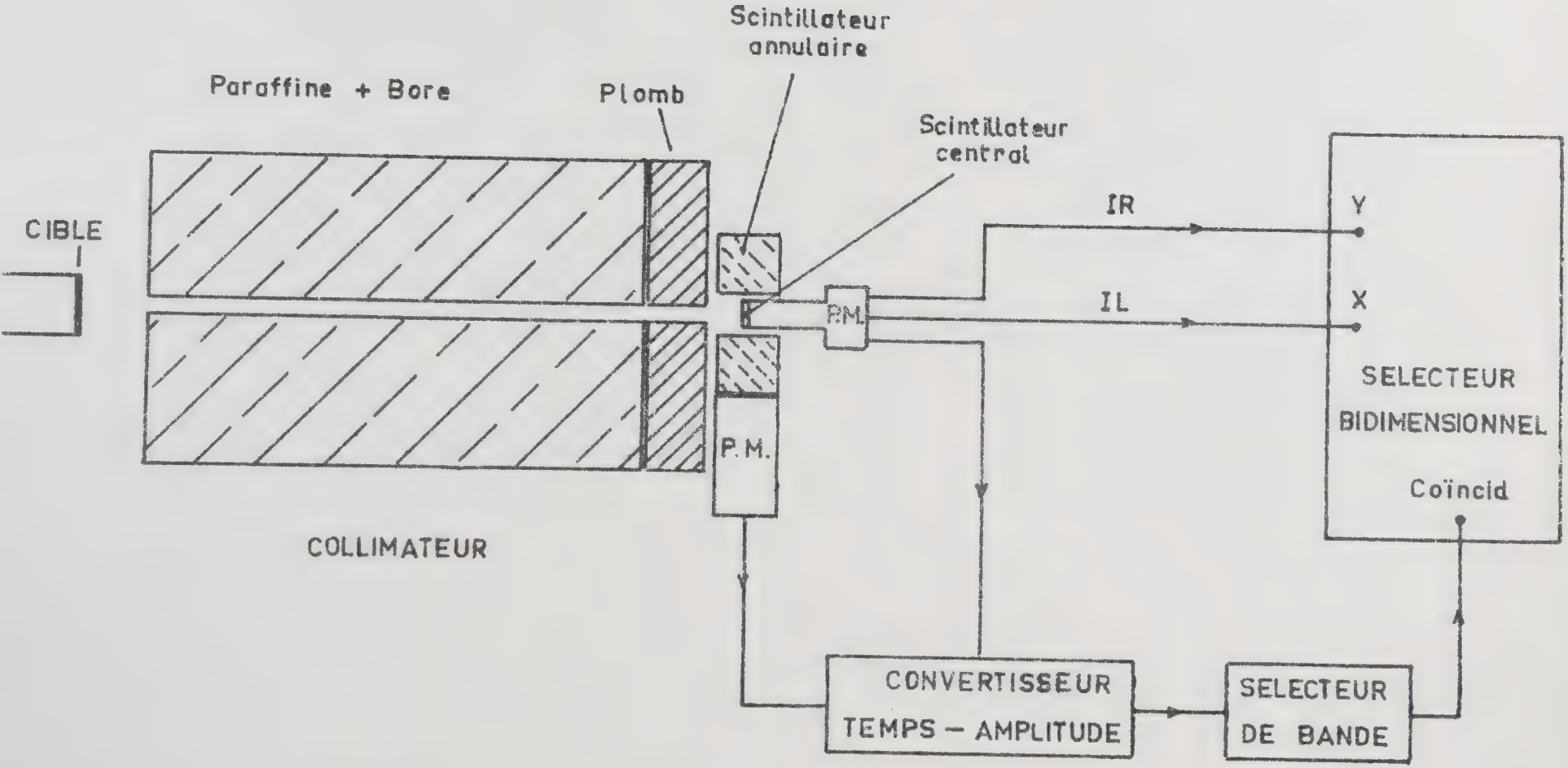
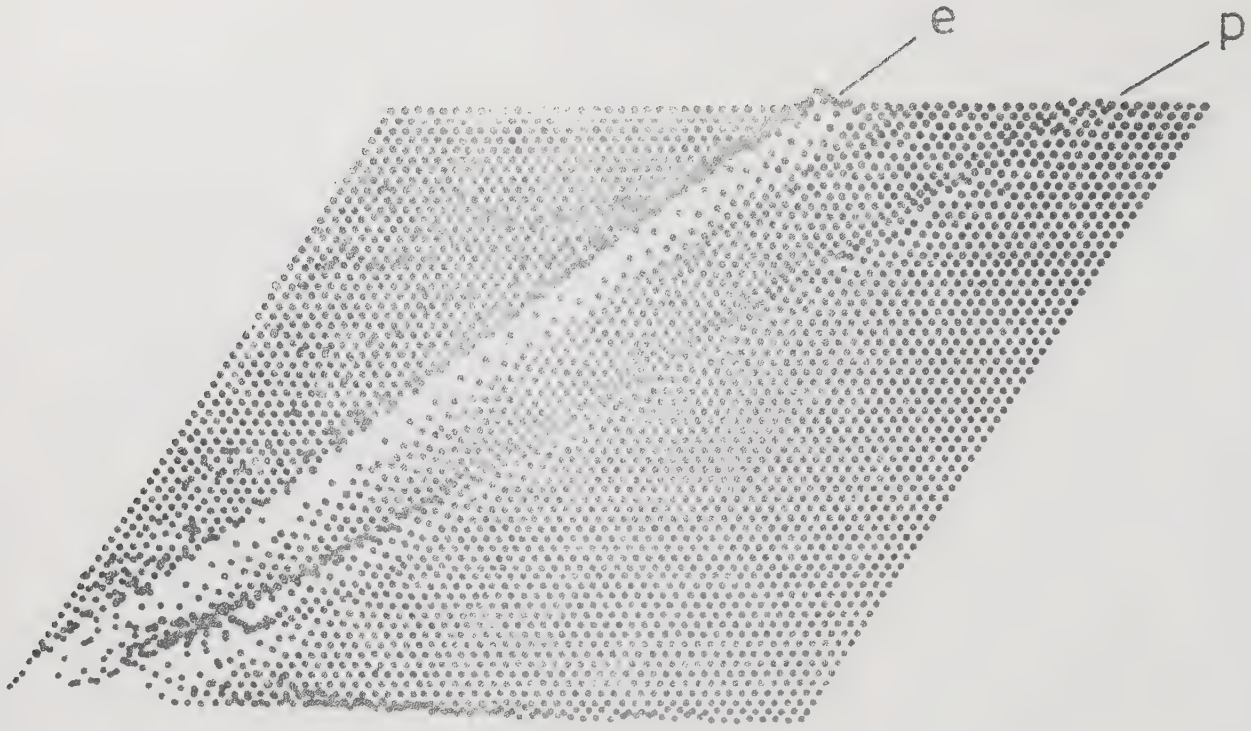

Scintillateur
annulaire
Paraffine + Bore
Plomb
Scintillateur
central
CIBLE
IR
Y
IL
X
P.M.
P.M.
SELECTEUR
BIDIMENSIONNEL
Coïncid
COLLIMATEUR
CONVERTISSEUR
TEMPS – AMPLITUDE
SELECTEUR
DE BANDE

FIGURE 18

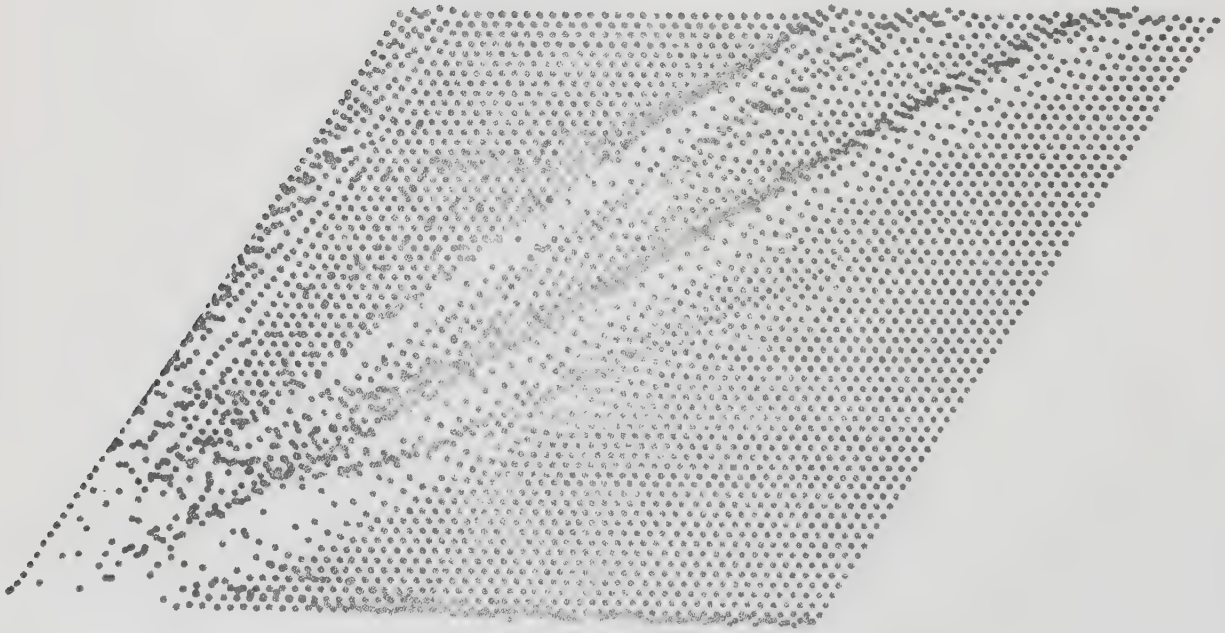
une émission de lumière d'intensité suffisante pour être détectée et ne modifie donc pas la forme des spectres.

Les distributions représentées sur la figure 17 comportent également les particules chargées émises dans la réaction $^{12}C(n,n')3\alpha$. Afin d'évaluer leur contribution, nous avons réalisé d'autres expériences pour identifier les trois hélions, par l'intermédiaire du neutron n' émis en coïncidence. Dans ce but, nous avons mis autour du cristal de stilbène dans lequel les particules chargées résultant de la réaction sont détectées, un scintillateur liquide contenu dans un récipient de forme annulaire qui avait, par suite de son volume (≈ 800 cm^3), une efficacité importante pour les flux de neutrons et de rayons γ provenant de la cible. Afin de réduire ce bruit de fond dans le scintillateur liquide, nous avons utilisé un collimateur de neutrons de diamètre (2 cm) inférieur à celui du détecteur central (figure 18). Les impulsions sont prélevées sous faibles charges à la sortie des deux photomultiplicateurs et les coïncidences rapides sont sélectionnées à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude. La résolution en temps de l'ensemble était de 5 nanosecondes dans les conditions de l'expérience. Ainsi une scintillation créée dans le détecteur central était analysée dans le sélecteur bidimensionnel uniquement lorsqu'il lui correspondait un évènement en coïncidence dans le scintillateur extérieur.

La technique d'identification des particules que nous avons utilisée, ne permet la discrimination p-α qu'au-dessus de $E_\alpha = 5$ MeV.



(a)



(b)

FIGURE 19

C'est pourquoi nous avons effectué ces expériences à des énergies de neutrons incidents élevées (> 18 MeV), afin d'obtenir des produits (3α) de réaction pouvant être discriminés. Les résultats obtenus sont illustrés par la figure 19 qui représente les spectres correspondant à E_o = 20 MeV en (19-a) et sans coïncidence (19-b) avec le détecteur annulaire. Sur le cliché 19-a, on observe la détection de protons de recul (p) et d'électrons Compton (e) qui résultent respectivement de la diffusion élastique de neutrons et de rayons γ dans le cristal de stilbène vers le scintillateur extérieur.

L'analyse des distributions en énergie des particules α déduites de ces spectres montre que leur limite supérieure correspond à la valeur calculée pour le processus $^{12}C(n,n')3\alpha$ par l'intermédiaire du niveau de 12,73 MeV du carbone.

Afin de pouvoir comparer les deux types de spectres pour une énergie de neutrons donnée et en déduire la contribution de la réaction $^{12}C(n,n')3\alpha$, nous avons fait deux corrections sur les distributions en énergie des particules α résultant des expériences de coïncidences :

- la normalisation du flux de neutrons incidents à l'aide du taux de protons de recul enregistré par les moniteurs.

- la correction d'efficacité de détection du scintillateur annulaire en fonction de l'énergie du neutron diffusé.

Nous indiquerons maintenant la méthode utilisée pour effectuer cette deuxième correction qui est très importante (l'efficacité de détection

des neutrons étant de l'ordre de 10 %) pour l'obtention des spectres correspondant à la seule réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$.

D'après nos résultats expérimentaux, l'énergie des niveaux de ^{12}C qui se désexcitent par émission α, est égale ou inférieure à 12,73 MeV. Les durées de vie de ces niveaux étant faibles par rapport au temps de recul des noyaux de carbone, l'énergie de ces derniers est entièrement transmise aux particules légères émises. Cette remarque est également valable pour le noyau de ^{8}Be dans son état fondamental et son premier état excité (2,9 MeV). On en conclut que l'énergie totale des trois particules α finalement émises ne dépend que du niveau de ^{12}C qui a été mis en jeu et non du mécanisme séquentiel qui intervient.

Dans la diffusion inélastique d'un neutron d'énergie E_o par l'intermédiaire d'un niveau d'excitation $E_x(C)$ du carbone, il y a conservation de l'énergie suivant la relation :

$$E_o = E_x(C) + E_r(C) + E(n')$$

dans laquelle $E_r(C)$ et $E(n')$ désignent respectivement les énergies cinétiques du noyau de carbone de recul et du neutron diffusé. Les trois particules α emportent une énergie totale $E(3\alpha)$ qui est reliée aux quantités précédentes par l'égalité :

$$E(3\alpha) = E_x(C) + E_r(C) + Q$$

Pour la réaction $^{12}C(n,n')3\alpha$ la teneur en énergie Q^{est} égale à - 7,28 MeV. Il en résulte que pour chaque énergie de neutrons $E(n')$, on a une seule

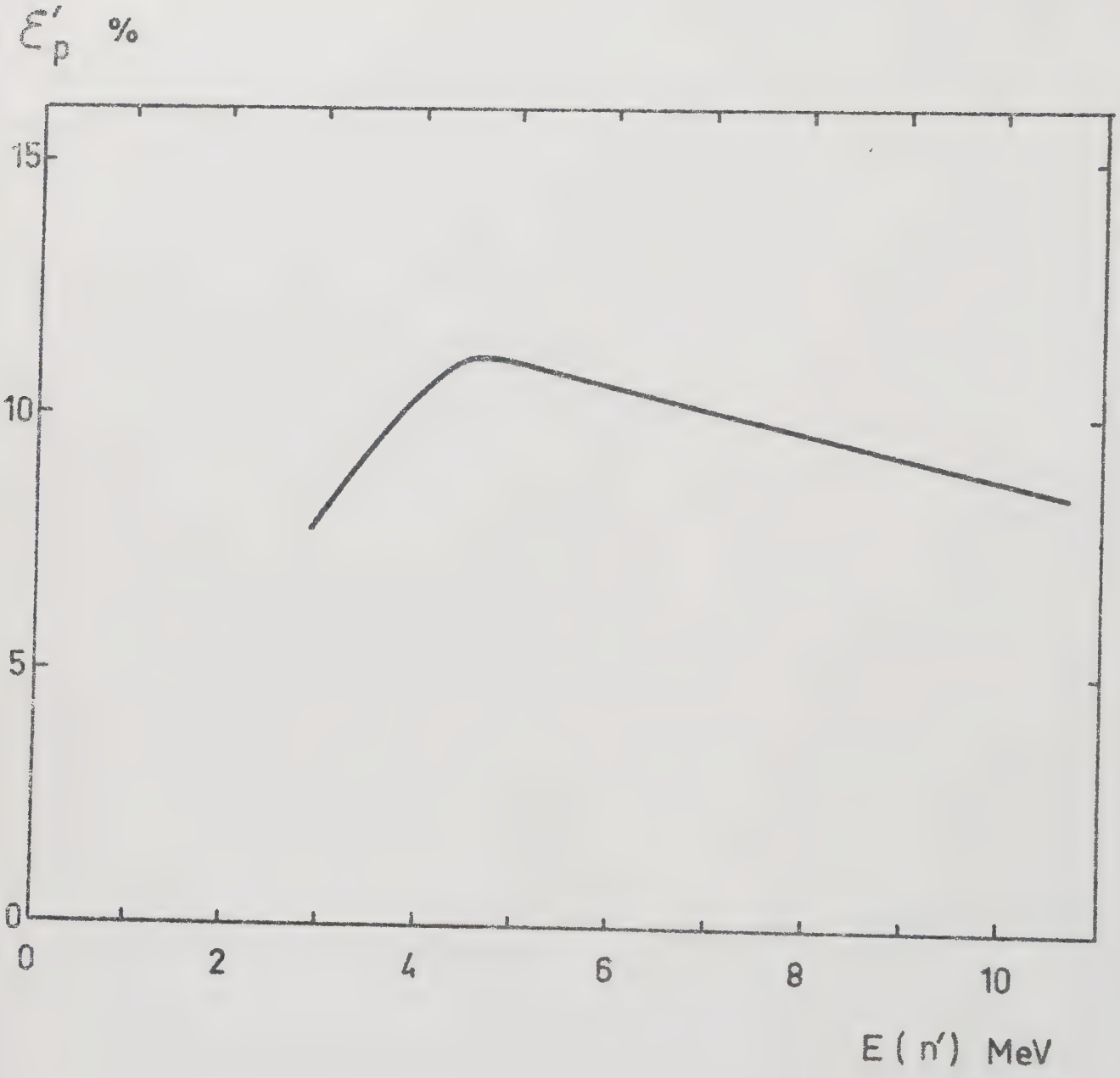


FIGURE 20

valeur E(3α) possible quel que soit le niveau d'excitation du noyau de carbone.

Grâce à cette correspondance, nous avons pu corriger les distributions expérimentales des trois particules α en tenant compte de l'efficacité de détection ε_p du compteur annulaire pour le neutron diffusé qui est donnée, pour un scintillateur d'épaisseur L, par la relation établie au chapitre I :

$$\varepsilon_p = \frac{n_H \sigma_H}{n_H \sigma_H + n_c \sigma_c} \left[1 - e^{-(n_H \sigma_H + n_c \sigma_c)L}\right]$$

dans laquelle $n_H \sigma_H$ et $n_c \sigma_c$ désignent respectivement les sections efficaces macroscopiques totales de l'hydrogène et du carbone.

En fait, les circuits électroniques ont un seuil de déclenchement correspondant à une énergie E_s des protons de recul ; il en résulte que l'efficacité de détection a une valeur ε'_p telle que :

$$\varepsilon'_p = \frac{E(n') - E_s}{E(n')} \varepsilon_p$$

Nous avons reporté sur la figure 20 la variation de la quantité ε'_p en fonction de l'énergie des neutrons pour le scintillateur utilisé (NE 215) dont l'épaisseur est de 2,5 cm. L'efficacité est réduite, d'une part du côté des basses énergies par suite de l'existence d'un seuil, d'autre part pour les énergies élevées par la diminution des sections efficaces σ_H et σ_c.

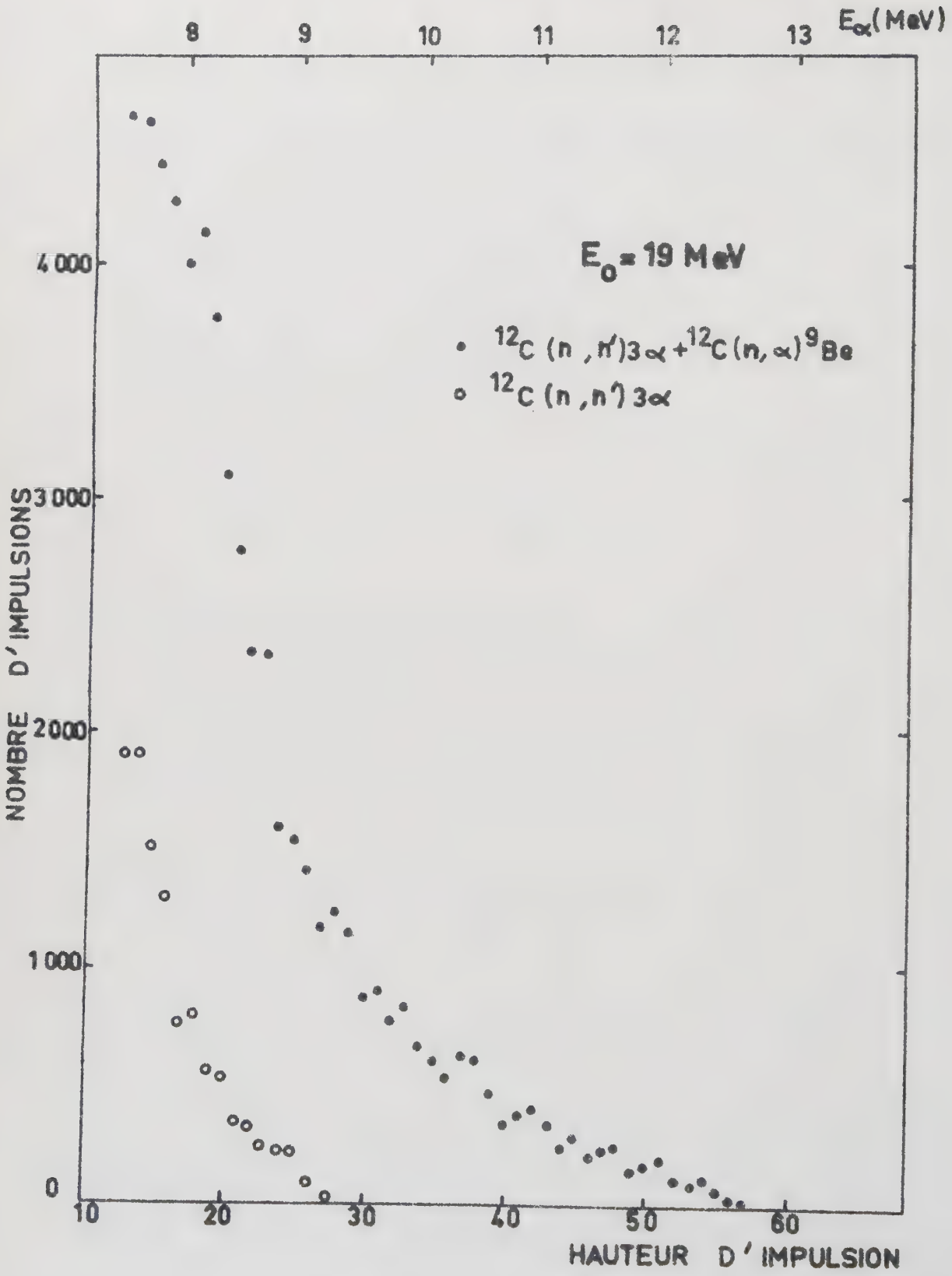
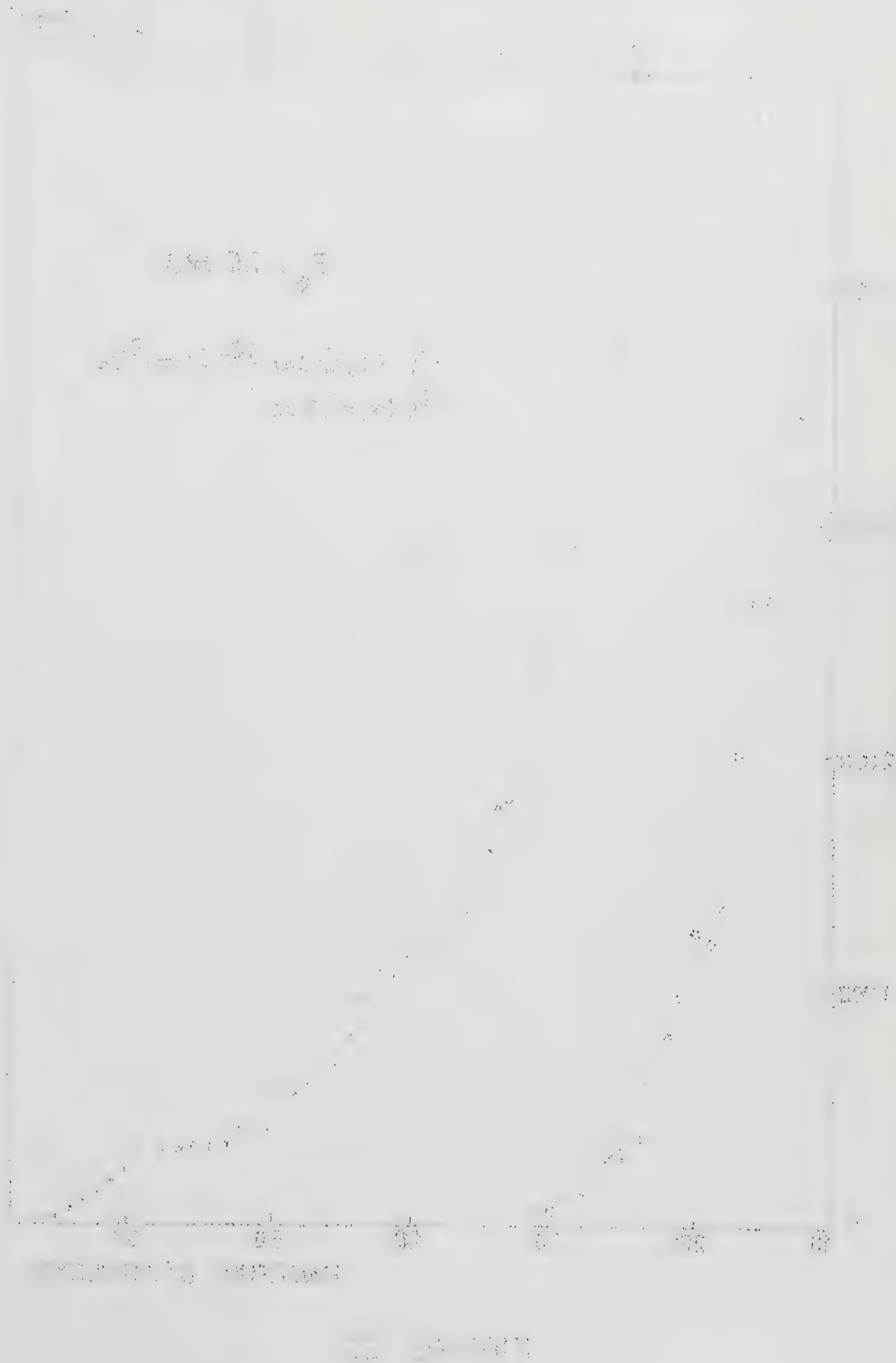

8
9
10
11
12
13
E_α(MeV)
E_0= 19 MeV
• ^{12}C (n , n')3α + ^{12}C(n, α)^{9}Be
○ ^{12}C (n , n') 3α
4 000
3 000
2000
1 000
0
NOMBRE D'IMPULSIONS
10
20
30
40
50
60
HAUTEUR D'IMPULSION

FIGURE 21



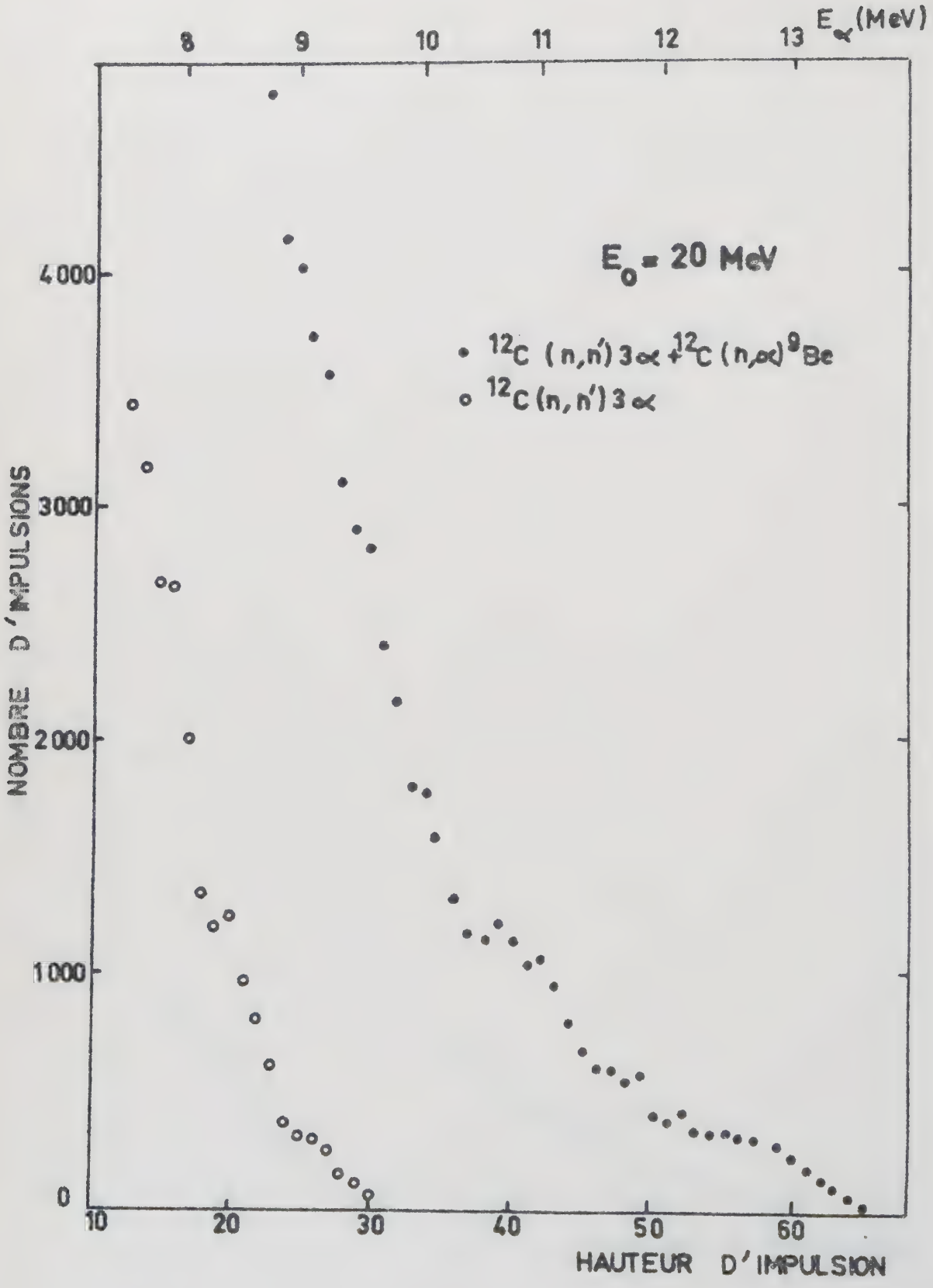

8
9
10
11
12
13
E_α(MeV)
E_0 = 20 MeV
• ^{12}C (n,n') 3α + ^{12}C (n,α) ^{8}Be
○ ^{12}C (n,n') 3α
NOMBRE D'IMPULSIONS
4000
3000
2000
1000
0
10
20
30
40
50
60
HAUTEUR D'IMPULSION

FIGURE 22

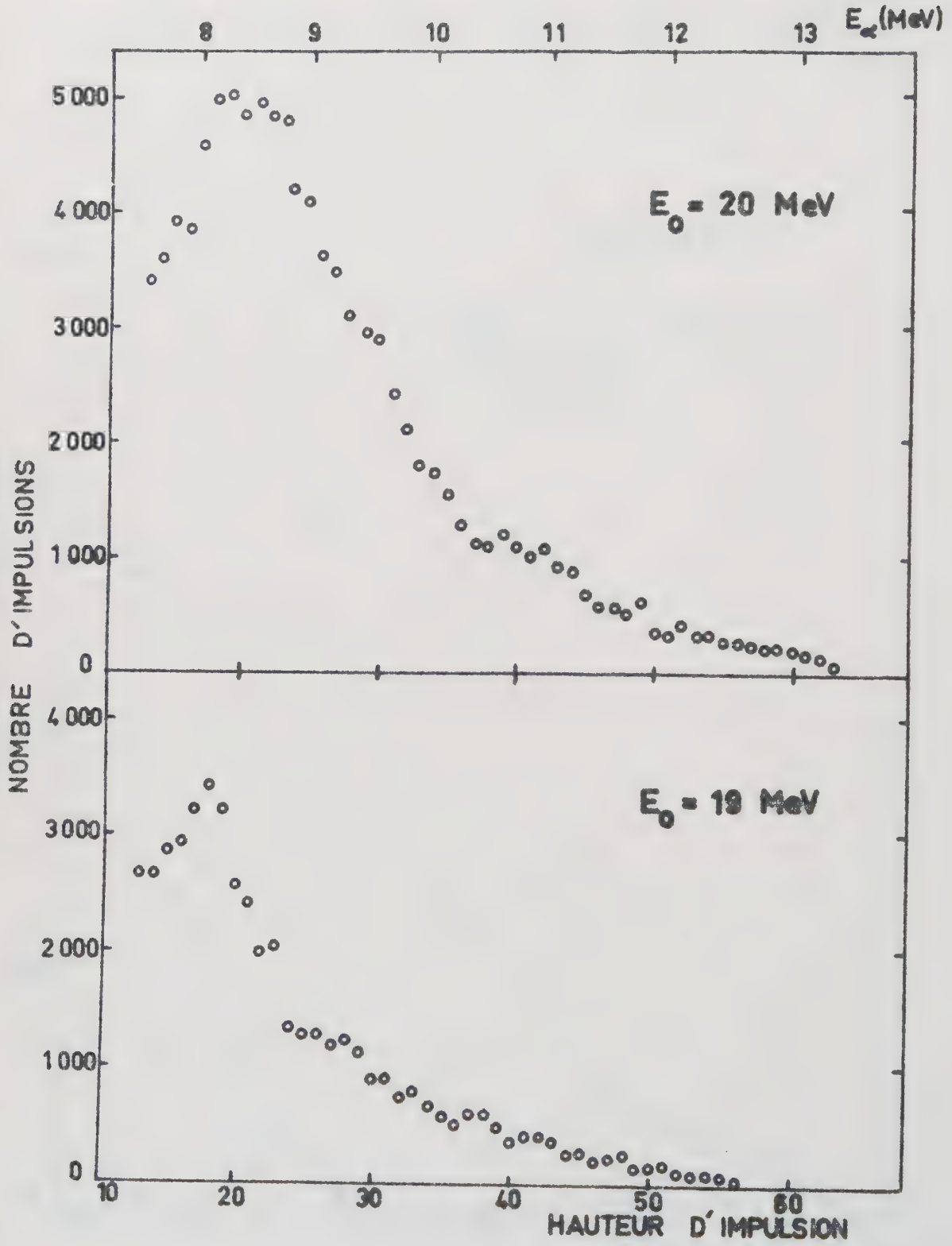

E_α(MeV)
8
9
10
11
12
13
5 000
4 000
3 000
2 000
1 000
0
E_0 = 20 MeV
NOMBRE D' IMPULSIONS
4 000
3 000
2 000
1 000
0
E_0 = 19 MeV
10
20
30
40
50
60
HAUTEUR D' IMPULSION

FIGURE 23

En établissant la cinématique de la réaction $^{12}C(n,n')3\alpha$, nous avons obtenu une relation entre les énergies E(3α) et E(n'). Les distributions en énergie des "évènements 3α" sont représentées (après avoir effectué les corrections mentionnées ci-dessus) sur les figures 21 et 22 pour des particules incidentes de 19 et 20 MeV. Nous avons également reporté sur ces deux figures les spectres obtenus sans coïncidence et normalisés par rapport aux précédents. La différence entre ces deux distributions peut être attribuée à la seule réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^9Be$. Nous avons représenté (figure 23) les spectres des particules α correspondant à cette interaction. A partir de ces résultats, nous déduirons plus loin les distributions angulaires dans le système du centre de gravité.

Avant d'analyser ces distributions angulaires et leur interprétation théorique, nous allons considérer une dernière interaction avec les noyaux de carbone du scintillateur que nous avons pu observer : la réaction $^{12}C(n,p)^{12}B$ qui a un seuil de 13,6 MeV et une section efficace de l'ordre de 2 mb à 14,9 MeV [65] et qui donne naissance au noyau ^{12}B, émetteur β^- de période voisine de 20 ms. Pour mettre en évidence cette réaction à partir des évènements détectés dans un cristal de stilbène irradié par un flux de neutrons rapides, nous avons mesuré la période du noyau de recul formé. Nous avons utilisé une source de neutrons pulsée (générateur SAMES) dont les caractéristiques sont les suivantes : durée de l'impulsion de faisceau égale à 1 ms à une fréquence de 10 Hz. Les rayons β^- émis par le bore étaient détectés dans le scintillateur

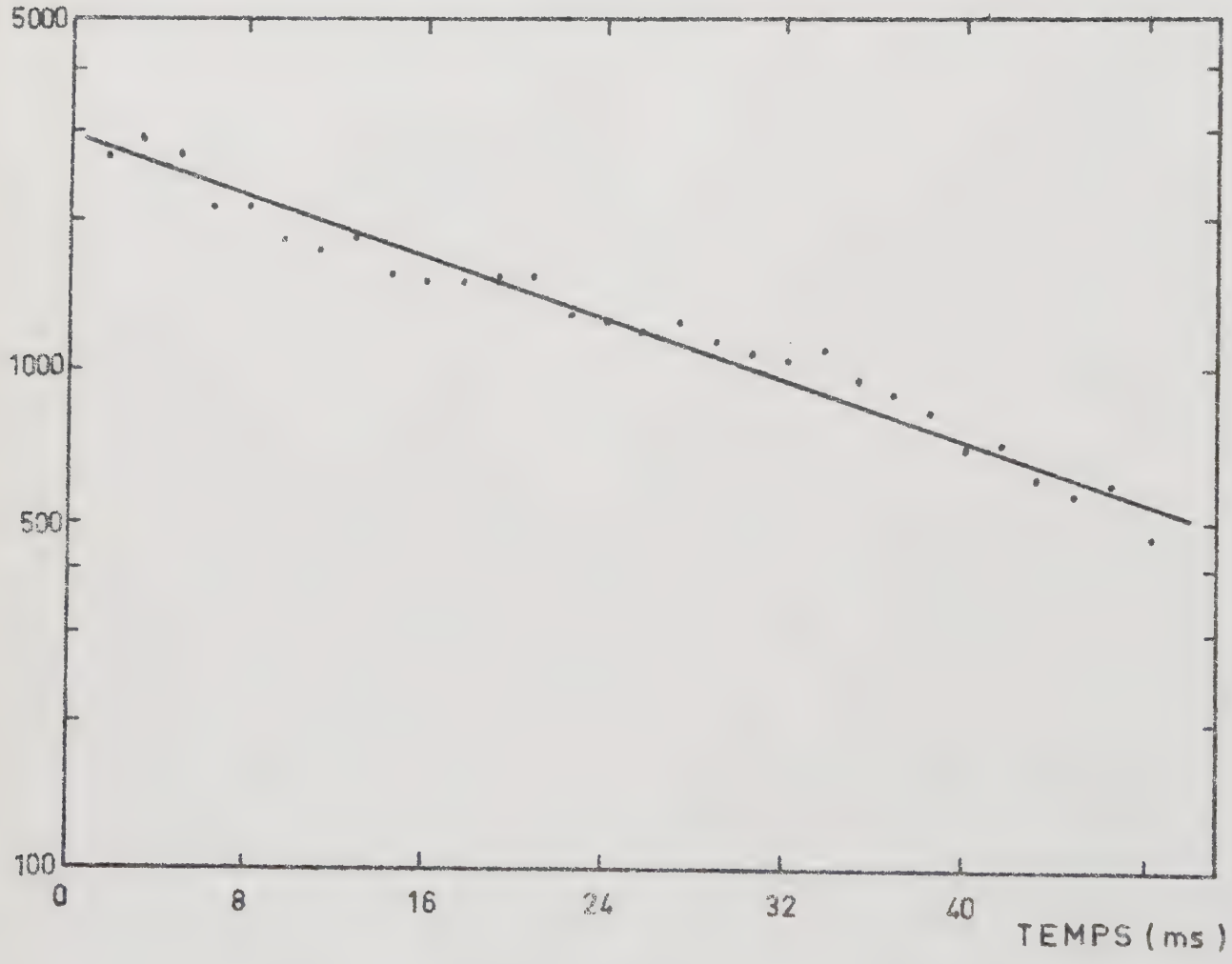


FIGURE 24

même pendant l'intervalle de temps séparant deux bouffées de neutrons. Le comptage était fait en fonction du temps à l'aide d'un sélecteur multicanaux travaillant en multi-échelle, le signal de déclenchement correspondant à la fin de l'irradiation par les neutrons. Un oscillateur pilote définit le temps de comptage dans chaque canal de l'analyseur. La figure 24 représente une courbe de décroissance obtenue ainsi : elle correspond à une période de 19,5 ± 0,5 ns, valeur en accord avec les mesures les plus récentes : 18,87 ± 0,05 ms [65] et 20,3 ± 0,1 ms [66]. Nous avons également pu enregistrer à l'aide de la même source de neutrons pulsée le spectre β émis par ^{12}B et vérifier que l'énergie maximale correspondait à 13,4 MeV.

II. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA REACTION $^{12}C(n,\alpha_0)^9Be$ ET INTERPRETATION THEORIQUE :

Des distributions en énergie des particules α représentées sur la figure 23, nous avons déduit la variation angulaire de la section efficace relative dans le système du centre de gravité. La relation entre l'intensité I, c'est-à-dire le nombre de particules émises par unité d'angle solide sous un angle φ dans le référentiel du laboratoire et celle I' qui lui correspond dans le système du centre de gravité sous un angle θ, est donnée de façon classique par :

$$I' = I \frac{(1-x^2 \sin^2\varphi)^{1/2}}{[x\cos\varphi+(1-x^2\sin^2\varphi)^{1/2}]^2}$$

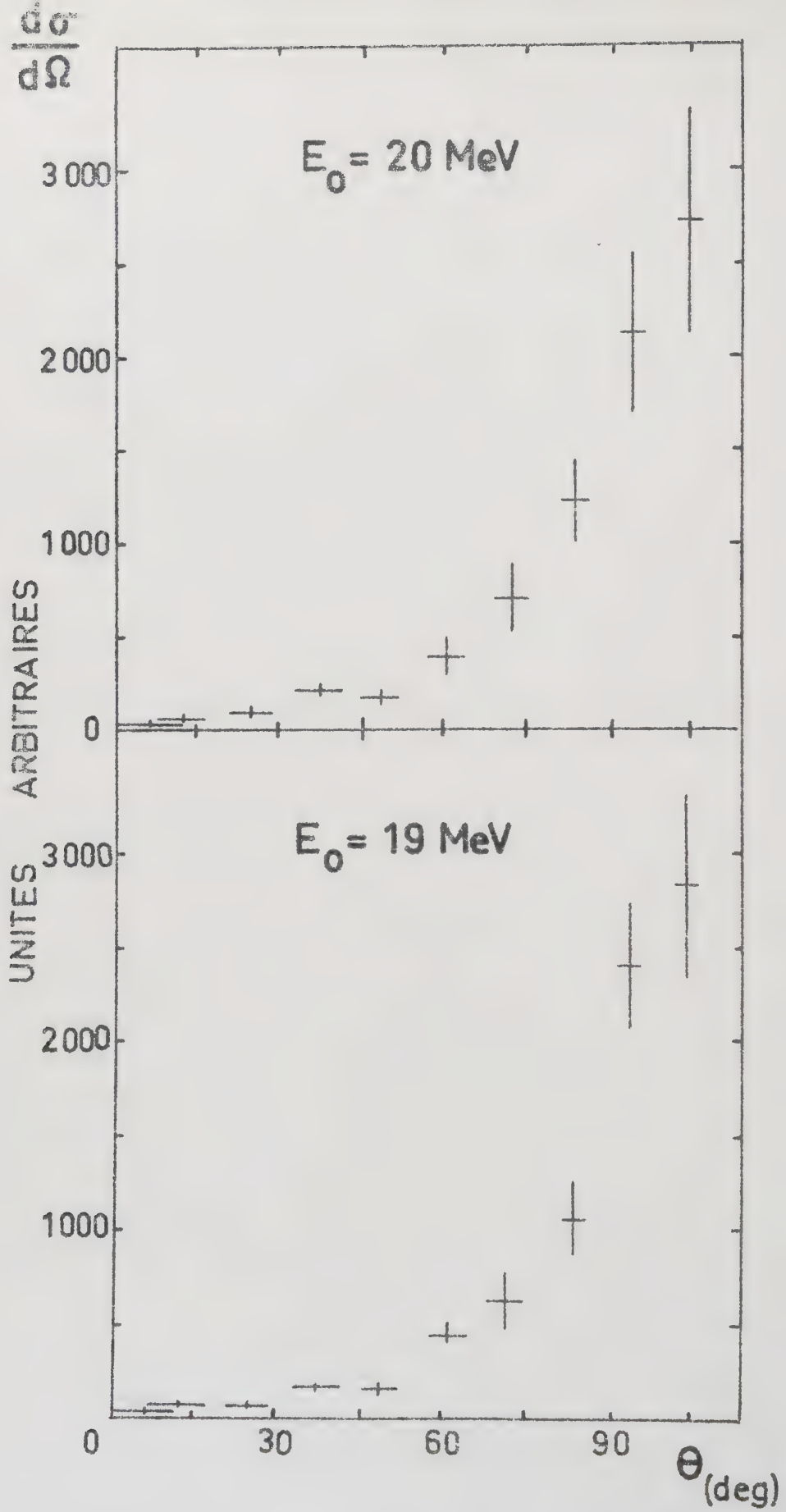

dσ/dΩ
UNITES ARBITRAIRES
E₀ = 20 MeV
E₀ = 19 MeV
3 000
2 000
1 000
0
3000
2000
1000
0
30
60
90
θ (deg)

FIGURE 25

avec : $$x = \left(\frac{M_1 M_3}{M_2 M_4}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{M_1+M_2}{M_2} \frac{Q}{E_o}\right]^{-1/2}$$

x étant pour une énergie incidente E_o , une constante qui ne dépend que des paramètres de la réaction : $M_1 + M_2 \longrightarrow M_3 + M_4 + Q$

La quantité I est obtenue à partir des résultats expérimentaux en calculant les valeurs de l'angle φ correspondant à celle de l'énergie des particules α émises. On transforme ainsi le nombre d'évènements par intervalle d'énergie en celui par unité d'angle solide. L'intensité I' qui est proportionnelle à la section efficace différentielle dans le système du centre de gravité est alors déduite des relations précédentes. Les distributions angulaires qui résultent de ces transformations sont représentées sur la figure 25 pour des énergies de neutrons incidents de 19 MeV et 20 MeV.

L'allure de la variation de ces sections efficaces qui augmentent rapidement avec l'angle θ, indique que le mécanisme de la réaction doit être un processus d'interaction directe auquel de nombreux auteurs ont fait appel pour expliquer leurs résultats expérimentaux concernant les réactions (n,α) en particulier sur les noyaux légers [55, 56, 67-70]. Nous avons essayé de rendre compte de nos distributions angulaires en utilisant d'abord les résultats classiques de BUTLER [63] et ensuite un calcul plus complet élaboré par MASSOT, EL-BAZ et LAFOUCRIERE [71, 72] que nous exposerons succinctement avant de les appliquer à nos expériences.

1) Calcul des interactions directes avec les approximations de Butler.

Ce travail développé à l'origine pour donner une interprétation des réactions de stripping (d,p) et (d,n) a été appliqué ensuite avec succès aux autres mécanismes d'interaction directe. BUTLER a postulé que les processus avaient lieu à la surface du noyau en considérant que la fonction d'onde de la particule incidente n'est pas influencée par le potentiel optique. D'autre part, il ne tient pas compte de l'interaction de la particule émise avec le noyau résiduel. A l'aide de ces hypothèses de départ, pour une réaction au cours de laquelle les échanges de moments angulaire et cinétique entre la particule incidente et le noyau de recul sont l et k, la section efficace différentielle est donnée par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \sum_{l} [j_l(k\mathcal{R})]^2$$

A et $\mathcal{R}$ désignant respectivement une constante qui ne dépend que de la réaction et la distance moyenne de la surface d'interaction au centre du noyau cible.

Il faut remarquer que BHATIA [73] a obtenu une expression semblable pour la section efficace en se basant sur l'approximation de Born en ondes planes.

La dépendance angulaire est introduite par l'argument k de la fonction de Bessel sphérique. Il s'obtient à partir du vecteur $\vec{k}$ qui peut

s'écrire pour les processus les plus simples (pick-up, knock-on et heavy particle stripping) :

$$\vec{k}_{p.u.} = \frac{M_4}{M_2}\,\vec{k}_1 - \vec{k}_3$$

$$\vec{k}_{k.o.} = \frac{M_2-M_3}{M_2}\,\vec{k}_1 - \frac{M_2-M_3}{M_4}\,\vec{k}_3$$

$$k_{h.p.s.} = \vec{k}_1 + \frac{M_1}{M_4}\,\vec{k}_3$$

$\vec{k}_1$ et $\vec{k}_3$ désignent les vecteurs d'onde des particules incidentes et émergentes faisant entre eux l'angle θ.

2) Calcul des distributions angulaires en ondes planes.

MASSOT, EL-BAZ et LAFOUCRIERE [71, 72] ont donné une interprétation des réactions (n,α) à l'aide d'un calcul effectué dans le cadre de l'approximation de Born avec des potentiels d'interaction simples, leur permettant d'obtenir l'expression de la section efficace différentielle sous forme analytique.

Dans le cas du knock-out ou heavy particle stripping que nous utiliserons pour décrire nos résultats expérimentaux sur la réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^9Be$, on considère le processus d'échange suivant : un noyau ^4He préformé dans la cible ^{12}C est éjecté par le neutron qui se fixe sur le coeur ^8Be. Pour décrire cette interaction, on prend comme origine le centre de masse du coeur et on désigne par $\vec{R}$ et $\vec{r}$ respectivement

la distance de la particule α et celle du neutron incident au centre des coordonnées.

Pour la réaction X(n,α)Z , l'amplitude de transition I s'écrit dans l'approximation de Born :

$$I = < \varphi_{K_\alpha} , \chi_\alpha \mid < \varphi_{K_Z} , \chi_Z \mid V \mid \varphi_{K_X} , \chi_X > \mid \varphi_{K_n} , \chi_n > \qquad (6)$$

φ_{K_i} et χ_i étant respectivement les fonctions d'ondes cinétiques et internes des noyaux mis en jeu. V représente le potentiel d'interaction responsable de la réaction.

Si l'on décrit les mouvements des centres de gravité de ces noyaux par des ondes planes, la relation (6) devient dans les coordonnées choisies :

$$I = \int e^{i(\vec{K}\vec{r} - \vec{Q}\vec{R})} \chi_\alpha^*(\vec{\eta})\, \chi_Z^*(\vec{r},\vec{\xi}) \left\{ V \right\} \chi_X(\vec{r},\vec{\xi},\vec{\eta}) \chi_n \, d\vec{\eta} d\vec{\xi} d\vec{r} d\vec{R}$$

$\vec{\eta}$ et $\vec{\xi}$ désignant les variables internes de la particule α et du coeur. Les vecteurs $\vec{K}$ et $\vec{Q}$ sont reliés aux moments cinétiques du neutron ($\vec{K}_n$) et de l'hélion ($\vec{K}_\alpha$) par :

$$\vec{K} = \vec{K}_n + \frac{M_n}{M_Z} \vec{K}_\alpha$$

$$\vec{Q} = \vec{K}_\alpha + \frac{M_\alpha}{M_X} \vec{K}_n$$

Les fonctions d'ondes des noyaux X et Z peuvent être exprimées à l'aide de celles du coeur, de la particule α et du neutron. Ceci fait

intervenir les fonctions de couplage des particules légères par rapport au coeur, soit $f_l(r)$ et $F_L(R)$ pour le neutron et la particule α qui ont comme moments orbitaux respectivement l et L. Après développement des ondes planes en harmoniques sphériques, l'intégration sur les variables internes est faite en supposant que le potentiel d'interaction V est indépendant de celles-ci et des spins, c'est-à-dire qu'il est de la forme :

$$V = V(R) + V(r)$$

V(R) et V(r) correspondant respectivement aux interactions coeur-particule α et coeur-neutron.

Une solution générale a ainsi pu être obtenue par MASSOT [71, 72]. Pour un noyau cible pair-pair à l'état fondamental, le spin est nul et il en résulte que :

$$J_x = J_c = J_\alpha = 0$$

Ceci introduit des simplifications importantes dans l'expression de la distribution angulaire qui s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2(2J_z+1)\,\frac{M_x M_n M_z M_\alpha}{(M_x+M_n)^2}\,\frac{K_\alpha}{K_n}\,\left|\circledS^{J_\alpha J_c}\right|^2\,\left|\int^{l,L}(K,Q)\right|^2 \qquad (7)$$

$\circledS^{J_\alpha J_c}$ est un facteur spectroscopique et $\int^{l,L}(K,Q)$ est donné par l'expression suivante :

$$\int^{l,L}(K,Q) = \iint_0^\infty j_l(Kr)\, f_l^*(r) \left\{ V(r) + V(R) \right\} j_L(QR) F_L(R) r^2 R^2 \, dr \, dR$$

Les fonctions $f_l(r)$ et $F_L(R)$ correspondent à des états liés. On les obtient donc à partir de l'équation de Schrödinger dans laquelle on introduit un potentiel harmonique. L'intégrale radiale $\int^{l,L}(K,Q)$ peut alors être calculée après qu'on ait choisi les potentiels d'interaction V(r) et V(R). Si ces derniers ont par exemple une portée nulle :

$$V(x) = U_o N_x x_o \, \delta(x - x_o) \qquad \text{avec : } x = r \text{ ou } R$$

on obtient la solution analytique suivante :

$$\int^{l,L}(K,Q) = U_o \Bigg[N_r \sqrt{\frac{2^{(L+2)} \sqrt{\pi} \left(\frac{2l+3}{2r^2}\right)^{\frac{2l+3}{2}}}{(l+\frac{1}{2})\,!\,(2L+1)\,!!}}\; r^{l+3} R^{\frac{2L+3}{2}}$$

$$\times \left(L+\tfrac{3}{2}\right)^{-\frac{2L+3}{4}} e^{-\frac{2l+3}{4}} Q^L e^{-\frac{Q^2R^2}{2L+3}} j_l(Kr)$$

$$+ N_R \sqrt{\frac{2^{(l+2)} \sqrt{\pi} \left(\frac{2L+3}{2R^2}\right)^{\frac{2L+3}{2}}}{(L+\frac{1}{2})\,!\,(2l+1)\,!!}}\; R^{L+3} r^{\frac{2l+3}{2}}$$

$$\times \left(l+\tfrac{3}{2}\right)^{-\frac{2l+3}{4}} e^{-\frac{2L+3}{4}} K^l e^{-\frac{K^2r^2}{2l+3}} j_L(QR) \Bigg]$$

Dans le cas de la réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$, les moments angulaires qui interviennent pour le processus de knock-out, sont les suivants :

$$J_x = 0^+ \ , \ J_c = 0^+ \ , \ J_\alpha = 0^+ \ , \ J_z = \frac{3}{2}^- \ , \ J_n = \frac{1}{2}^+$$

Les règles de sélection et de parité limitent les valeurs possibles de l et L à l = 1 et L = 0 pour les moments orbitaux du neutron et de la particule α liés au coeur. En introduisant ces paramètres dans l'expression (7) de la section efficace différentielle, celle-ci s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \frac{K_\alpha}{K_n} \left[\left(\frac{5}{3}\right)^{3/4} \left(\frac{5}{2}\right)^{1/2} e^{-5/4} (rR)^{3/2} e^{-\frac{Q^2R^2}{3}} j_1(Kr) \right.$$

$$\left. + \left(\frac{2}{5}\right)^{1/2} \left(\frac{3}{5}\right)^{3/4} e^{-3/4} Kr^{5/2} R^{3/2} e^{-\frac{K^2r^2}{5}} j_o(QR) \right]^2 \qquad (8)$$

A étant une constante.

Lorsque l'on choisit un potentiel d'interaction de type gaussien :

$$V(x) = V_o e^{-\frac{x^2}{a^2}} \qquad \text{avec} \quad x = r \quad \text{ou} \quad R$$

la distribution angulaire de la réaction considérée est donnée par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = B \frac{K_\alpha}{K_n} K^2 a^2 \left[\frac{M_\alpha + M_c}{M_\alpha M_c} \frac{\alpha^{11/4}}{\beta^{5/4}(\alpha + \frac{2}{a^2})^{3/2}} e^{-1/2 \left(\frac{Q^2}{\alpha + \frac{2}{a^2}} + \frac{K^2}{\beta} \right)} \right.$$

$$\left. + \frac{M_n + M_c}{M_n M_c} \frac{\beta^{13/4}}{\alpha^{3/4}(\beta + \frac{2}{a^2})^{5/2}} e^{-1/2 \left(\frac{Q^2}{\alpha} + \frac{K^2}{\beta + \frac{2}{a^2}} \right)} \right]^2 \qquad (9)$$

dans laquelle M_c est la masse du coeur, B une constante et α et β les quantités suivantes :

$$\alpha = \frac{3}{2R^2} \quad , \quad \beta = \frac{5}{2r^2}$$

3) Comparaison avec les résultats expérimentaux :

Nous avons d'abord essayé d'interpréter nos résultats par la théorie de BUTLER en comparant les distributions angulaires obtenues à la variation avec l'angle θ du carré de la fonction de Bessel sphérique : $j_l(k\ )$. Comme les spins des états fondamentaux de ^{12}C et ^{9}Be sont respectivement 0^+ et $\frac{3}{2}^-$, le transfert l de moment angulaire est limité à : l = 1. La détermination de la valeur du rayon $\mathcal{R}$ est faite à l'aide d'une méthode de moindres carrés appliquée à la différence entre les données expérimentales et théoriques en rendant minimale la quantité :

$$\chi^2 = \sum_\theta \left[\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp.} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{théor.}}{2\Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp.}} \right]^2$$

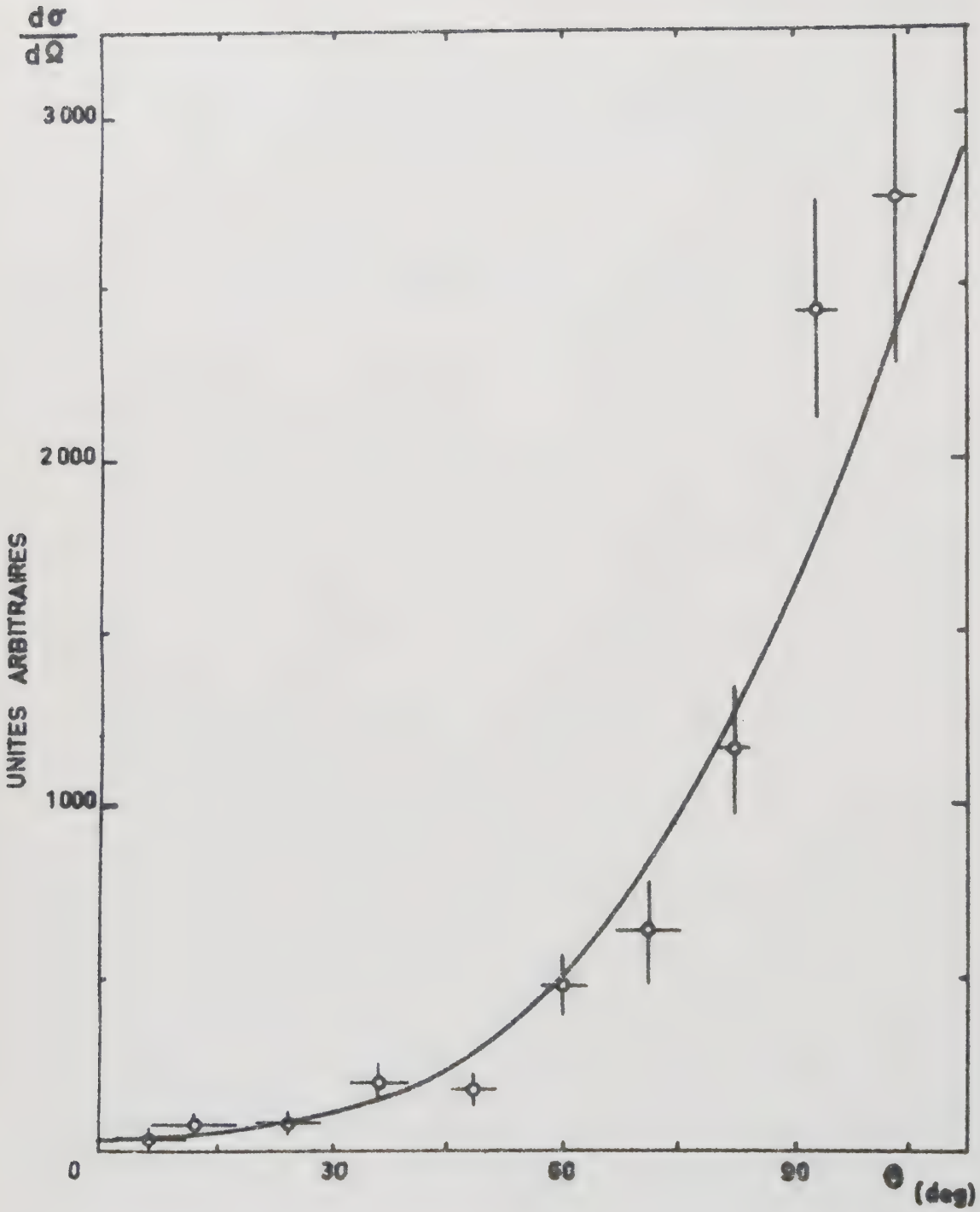


FIGURE 26

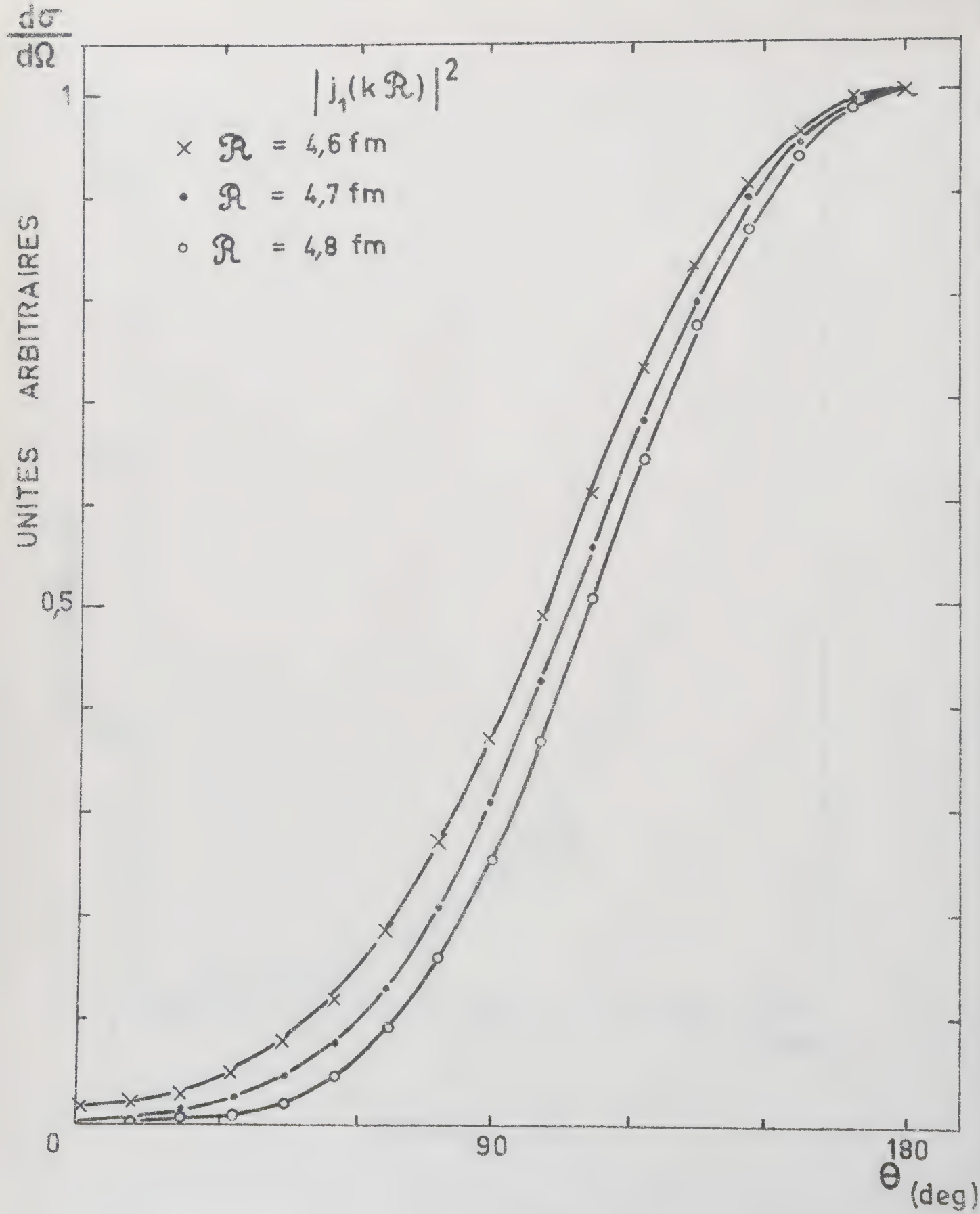

dσ/dΩ
$|j_1(k\mathcal{R})|^2$
× $\mathcal{R}$ = 4,6 fm
• $\mathcal{R}$ = 4,7 fm
∘ $\mathcal{R}$ = 4,8 fm
UNITES ARBITRAIRES
1
0,5
0
90
180
θ (deg)

FIGURE 27

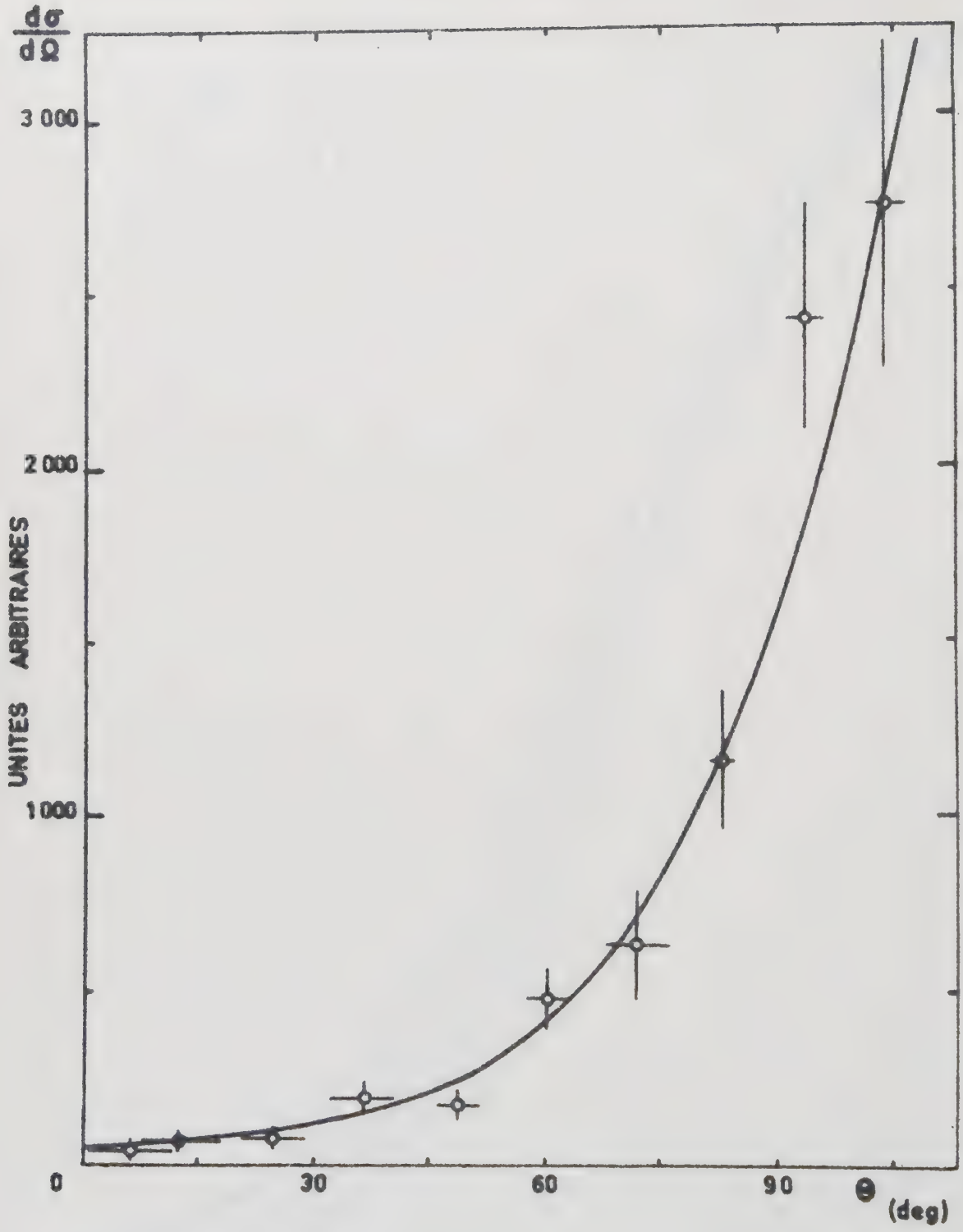


FIGURE 28

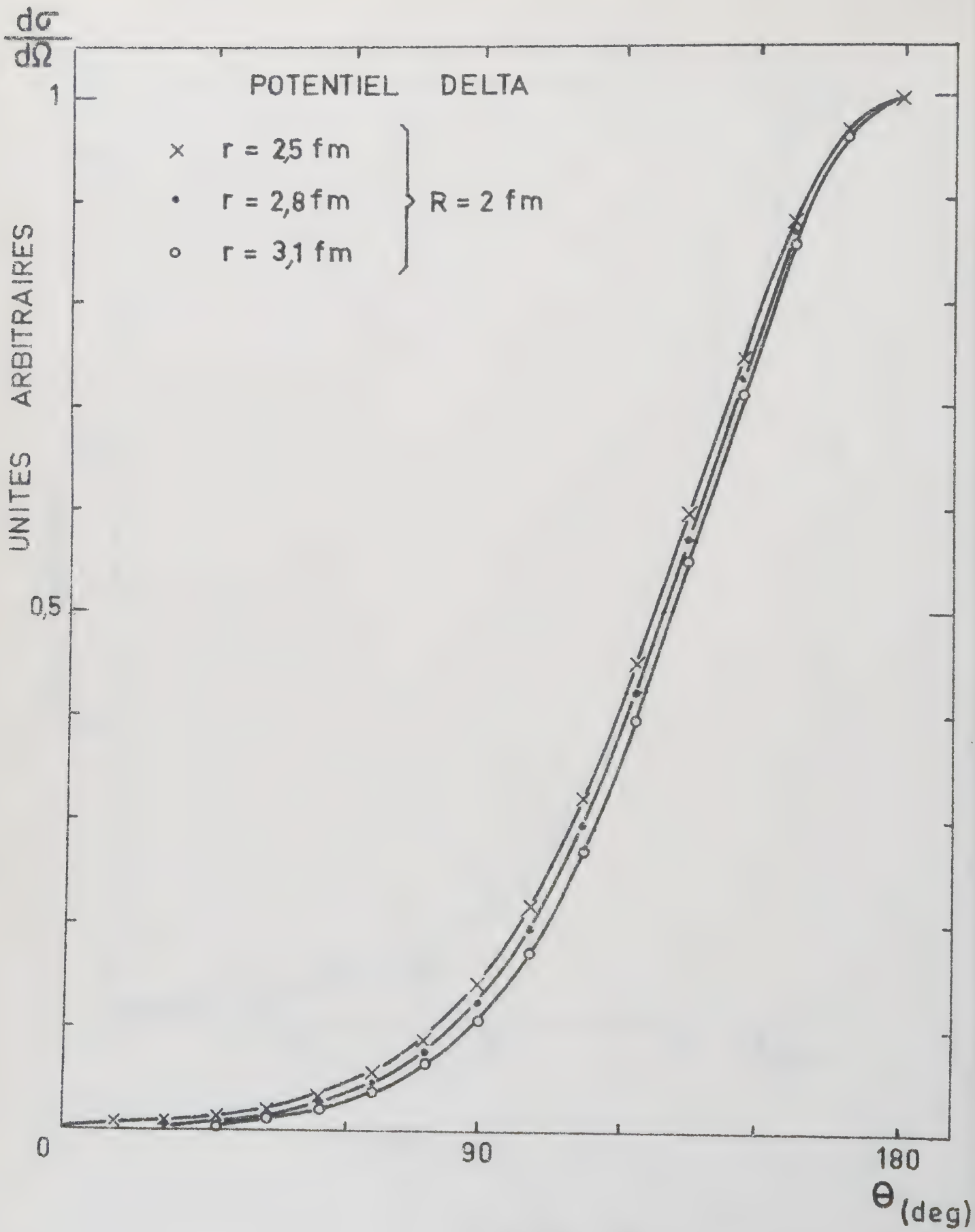

dσ/dΩ
POTENTIEL DELTA
× r = 2,5 fm
• r = 2,8 fm
○ r = 3,1 fm
R = 2 fm
UNITES ARBITRAIRES
1
0,5
0
90
180
Θ (deg)

FIGURE 29

$\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp.}$ désigne l'erreur absolue sur les mesures.

La figure 26 représente les courbes expérimentale et théorique pour le rayon : $\mathcal{R}$ = 4,7 fm qui donne le meilleur accord. Nous avons également reporté sur la figure 27 les distributions théoriques correspondant à la variation du paramètre $\mathcal{R}$. Nous constatons que le choix de cette grandeur n'est pas critique, les courbes étant pratiquement identiques. Il convient de remarquer que la valeur de $\mathcal{R}$ obtenue est voisine de celle (4,97 fm) utilisée par CHATTERJEE et SEN [56] pour rendre compte par le même mécanisme de la distribution angulaire expérimentale aux angles supérieurs à 90°.

Nous avons effectué de la même manière la comparaison avec les résultats théoriques de MASSOT donnés par les relations (8) et (9). Si l'on décrit la réaction avec des interactions correspondant à des potentiels de portée nulle, on obtient un bon accord (figure 28) en prenant pour les valeurs des rayons qui interviennent : r = 2,8 fm et R = 2 fm. La figure 29 représente un réseau de courbes obtenues lorsque l'on fait varier le paramètre r. L'influence de celui-ci sur les distributions angulaires n'est notable que pour les angles voisins ou supérieurs à $\frac{\pi}{2}$ pour lesquels nous ne disposons que de peu de points expérimentaux.

Lorsque le potentiel d'interaction est gaussien : $V(x) = V_o e^{-\frac{x^2}{a^2}}$, il faut déterminer la valeur du coefficient a. Nous l'avons obtenue comme MASSOT à l'aide de la relation entre le rayon r_o et le nombre atomique A

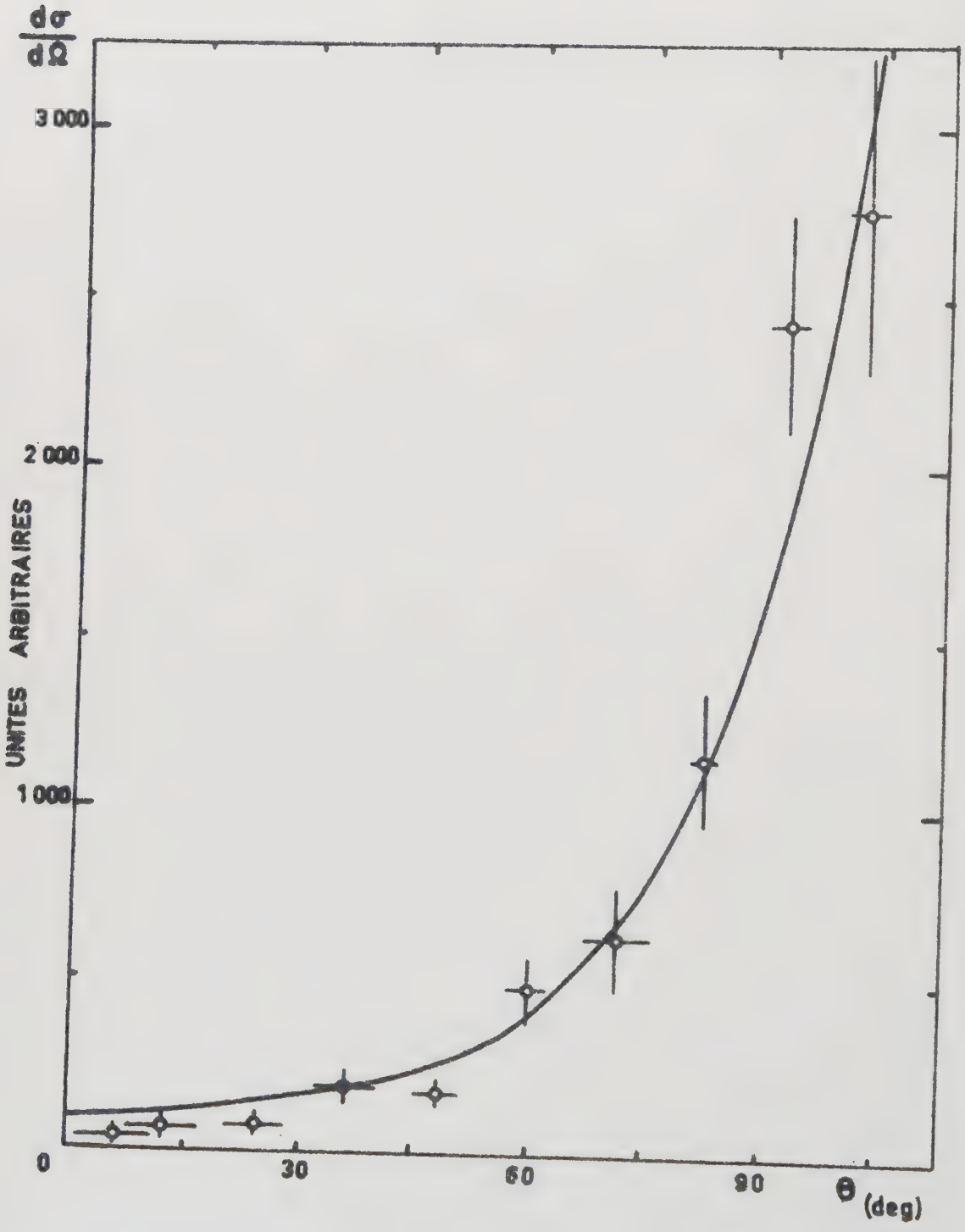
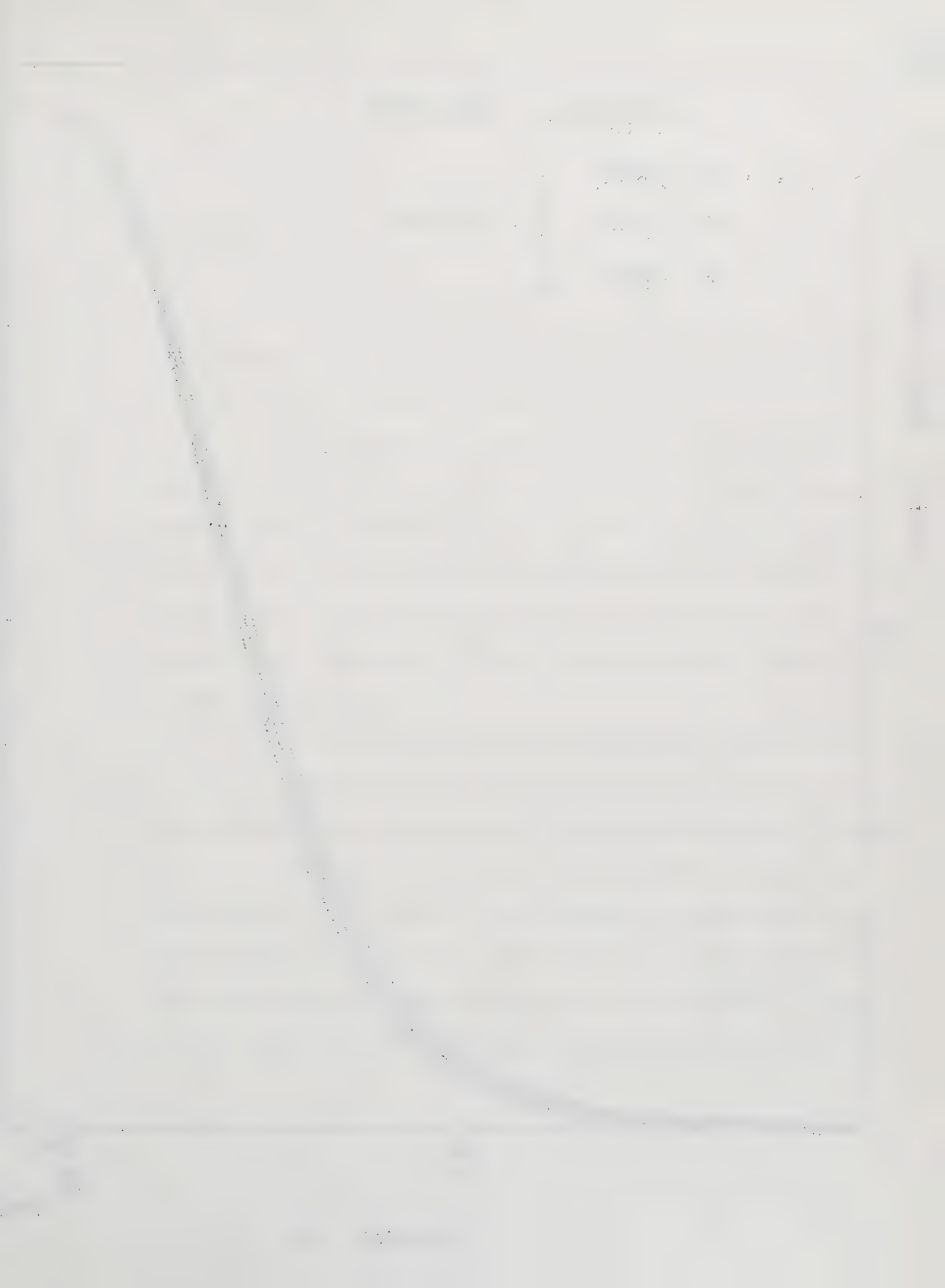


FIGURE 30



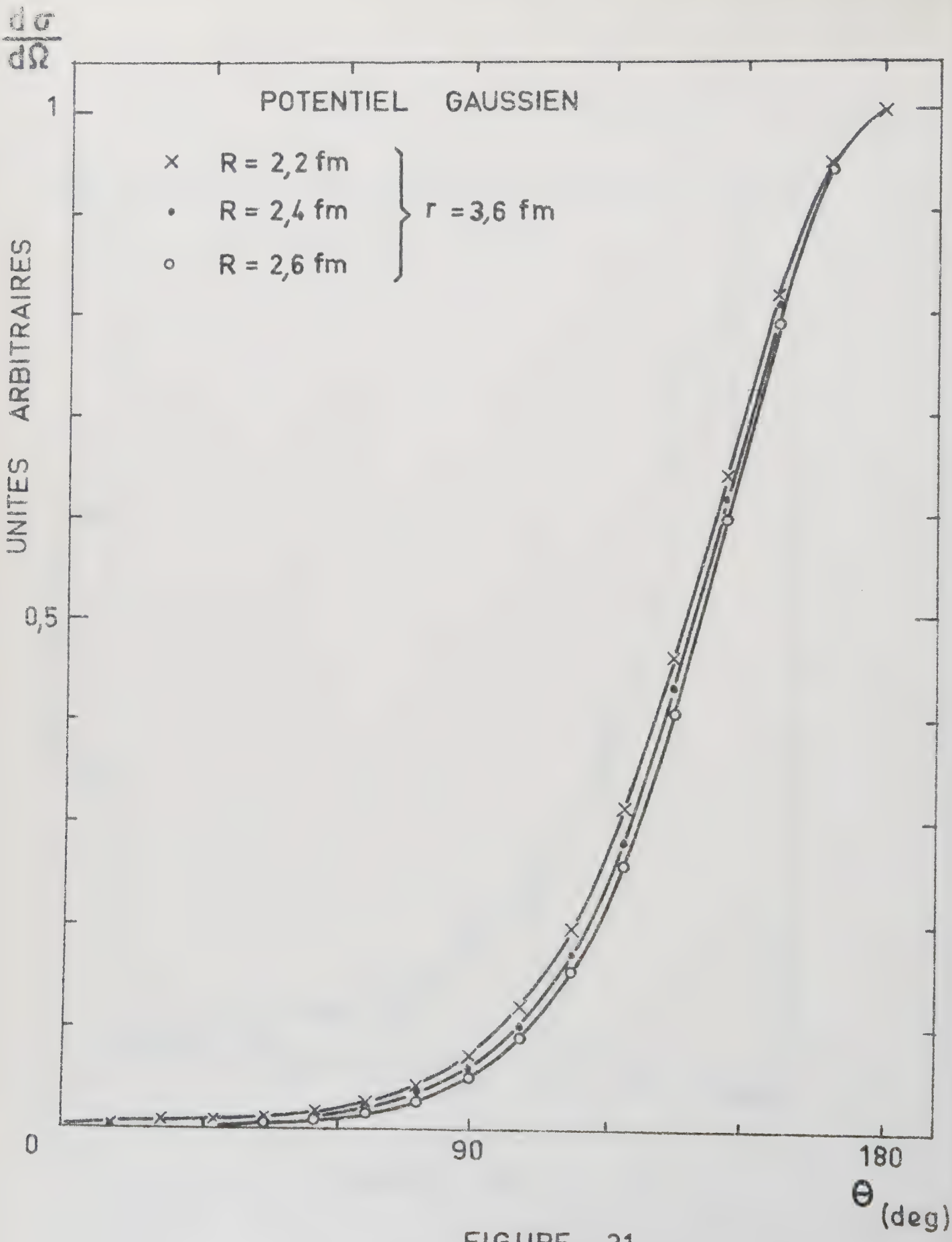

dσ/dΩ
POTENTIEL GAUSSIEN
× R = 2,2 fm
• R = 2,4 fm
○ R = 2,6 fm
r = 3,6 fm
UNITES ARBITRAIRES
1
0,5
0
90
180
Θ (deg)

FIGURE 31

d'un noyau :

$$r_o = 1,2\ A^{1/3}$$

et en prenant $a = r_o$. On trouve pour le coeur ^{8}Be qui intervient dans le mécanisme de knock-out considéré : a = 2,4 fm.

Les résultats du calcul effectué avec cette valeur sont présentés sur la figure 30 pour la courbe donnant le meilleur accord avec les valeurs expérimentales : r = 3,6 fm et R = 2,4 fm. La figure 31 montre les distributions théoriques correspondant à une variation du paramètre R. Il faut signaler qu'en prenant une valeur de R = 2,4 fm, le choix de r différent de 3,6 fm ne rend plus possible un accord avec les résultats expérimentaux.

La comparaison des courbes obtenues à l'aide des deux potentiels d'interaction (delta et gaussien) permet de conclure que les formes des distributions angulaires ne sont pas modifiées par ce choix.

Les valeurs des rayons R et r qui nous ont permis de rendre compte de nos résultats expérimentaux ne peuvent pas être justifiées de façon précise. On peut néanmoins les rapprocher de celles obtenues par MASSOT dans l'interprétation de la réaction $^{16}C(n,\alpha)^{13}C$ pour E_o = 14,9 MeV. Nous les avons fait figurer dans le tableau VIII.

TABLEAU VIII

Réaction	Knock-out Potentiel delta		Knock-out Potentiel gaussien	
	r (fm)	R (fm)	r (fm)	R (fm
$^{16}O(n,\alpha)^{13}C$	7	7	4,1	2,9
$^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$	2,8	2	3,6	2,4

On constate que si pour le potentiel gaussien ces valeurs sont comparables, il n'en est pas de même pour les interactions décrites à l'aide d'un potentiel delta. Dans ce dernier cas l'approximation de portée nulle peut être mise en cause.

Il est important de remarquer que nos distributions angulaires ne présentent pas de maximum pour les angles de faible valeur (0° - 40°). Ceci est en contradiction avec les résultats obtenus à l'aide d'émulsions nucléaires pour la même réaction au voisinage de 14 MeV [51, 52]. Si l'on peut invoquer le fait qu'un mécanisme de pick-up est peu probable, car il nécessite la formation préalable d'un groupement ^{3}He dans le noyau ^{12}C, cet argument ne peut expliquer l'absence d'un processus de knock-on. Il faut néanmoins noter que le même désaccord a été également constaté pour

la réaction $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$. Dans ce cas la valeur plus grande de la section efficace différentielle aux faibles angles, signalée par Mc DICKEN [70], SEN [74] et MURPHY [76] n'est pas confirmée par les résultats de CINDRO [67] et LEROUX [77].

Nous devons enfin signaler que l'écart entre nos résultats expérimentaux et ceux déduits de la théorie de MASSOT est plus faible que celui obtenu avec le formalisme simple de BUTLER. L'absence de différence notable entre les distributions angulaires mesurées et calculées ne justifie pas dans notre cas l'emploi d'un traitement en ondes perturbées (DWBA) appliqué récemment à l'analyse des réactions (n,α) par le groupe de LAFOUCRIERE [75].

III. VARIATION DE LA SECTION EFFICACE TOTALE DE LA REACTION $^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$ AVEC L'ENERGIE INCIDENTE.

Nous avons pu déterminer les distributions en énergie des particules α émises au cours des réactions induites par les neutrons rapides (d'énergies comprises entre 15 et 20 MeV) sur les noyaux de carbone du scintillateur. Ces spectres nous ont permis de dénombrer sans ambiguïté les hélions émis dans la réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$ pour les angles compris entre 0 et 50° dans le système du laboratoire entre 15 et 20 MeV. A 19 et 20 MeV, ce domaine a pu être étendu aux angles φ compris entre 0 et 90° grâce à la mesure de la contribution de la réaction $^{12}C(n,n')3\alpha$.

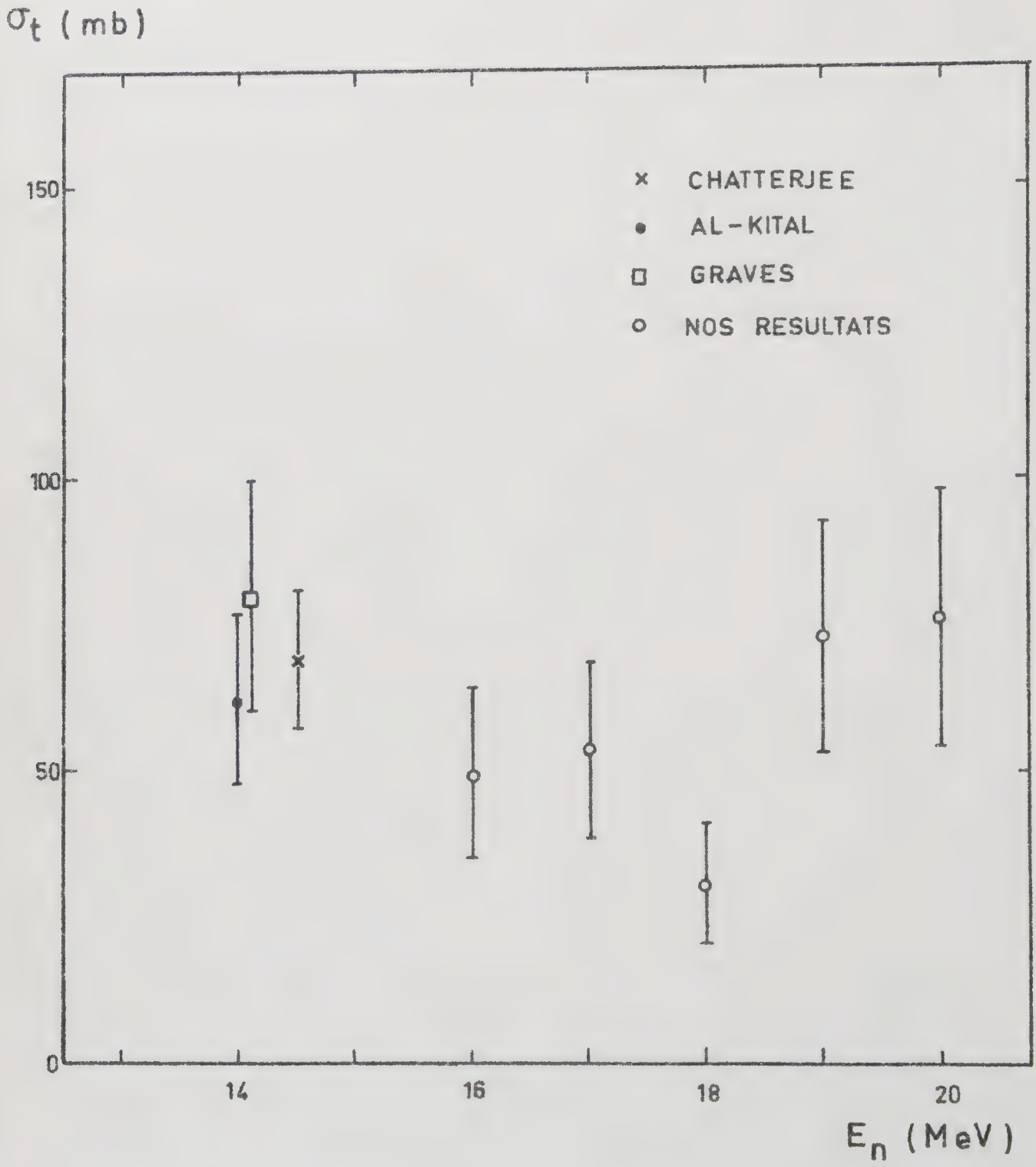

σ_t (mb)
150
100
50
0
14
16
18
20
E_n (MeV)
× CHATTERJEE
• AL-KITAL
□ GRAVES
○ NOS RESULTATS

FIGURE 32

Les formes des distributions angulaires aux angles avant étant les mêmes pour toute la gamme d'énergie utilisée, nous avons admis qu'elles sont également constantes aux angles arrière pour lesquels il n'a pas été possible d'obtenir de mesures. Avec cette hypothèse nous avons évalué la variation de la section efficace totale de cette réaction à partir de la fraction mesurée supposée indépendante de l'énergie. Ne disposant pas de mesures absolues du flux de neutrons aux différentes énergies incidentes, nous avons rapporté notre valeur expérimentale à 15 MeV, à celle publiée par CHATTERJEE [56] ($\sigma_t = 69 \pm 13$ mb).

A l'aide de la partie des distributions en énergie pouvant être attribuée à $^{12}C(n,\alpha_o)^9Be$, nous avons obtenu les résultats indiqués sur la figure 32 où sont également reportés ceux de GRAVES [62] à 14,1 MeV et d'AL-KITAL [55] à 14 MeV. L'erreur affectant nos mesures a été estimée à partir des écarts entre différentes expériences et de la précision de l'étalonnage en énergie des distributions des particules α.

La variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie n'a pas pu être calculée. En effet la détermination des valeurs théoriques à partir de la formule de WEISSKOPF-EWING n'est pas applicable, car la densité de niveaux dans le noyau composé est trop faible pour justifier les hypothèses du modèle statistique. Par ailleurs, en l'absence de données sur les facteurs de forme, le travail de MASSOT ne permet pas de calculer la section efficace différentielle en valeur absolue et donc la section totale.

L'allure de la courbe d'excitation (n,α) pour les énergies incidentes voisines de 19 MeV pourrait suggérer l'intervention d'un ou de plusieurs niveaux dans le noyau composé ^{13}C. Il est intéressant de rapprocher ce résultat de ceux de RIMMER [66] qui a mis récemment en évidence une résonance à 18,5 MeV dans la réaction $^{12}C(n,p)^{12}B$. De même HARLOW [76] qui avait mesuré les sections efficaces de diffusion élastique et totale sur le carbone entre 17 et 21 MeV a observé dans ces deux cas une résonance large au voisinage de 19,5 MeV. Il l'a interprétée par l'excitation d'états dans le noyau composé. Une résonance similaire avait déjà été signalée pour le noyau miroir ^{13}N à la même énergie d'excitation dans la réaction $^{12}C(p,p)$ [79].

Il aurait été intéressant de compléter la courbe d'excitation pour des énergies de neutrons incidents supérieurs à 10 MeV. Nous n'avons pas pu effectuer ces mesures pour plusieurs raisons :

- aux énergies incidentes E_d supérieures à 4 MeV la source de neutrons (d,t) utilisée, donne naissance aux réactions suivantes en compétition qui se traduisent pas des distributions continues :

t(d,pn)t	seuil :	3,7 MeV
$t(d,2n)^3He$		4,9 MeV
d(d,pn)d		4,5 MeV

- l'énergie des neutrons issus de la réaction $d(d,n)^3He$ dépasse 7 MeV ce qui provoque également les interactions sur le carbone que nous voulons étudier, mais avec un bilan différent.

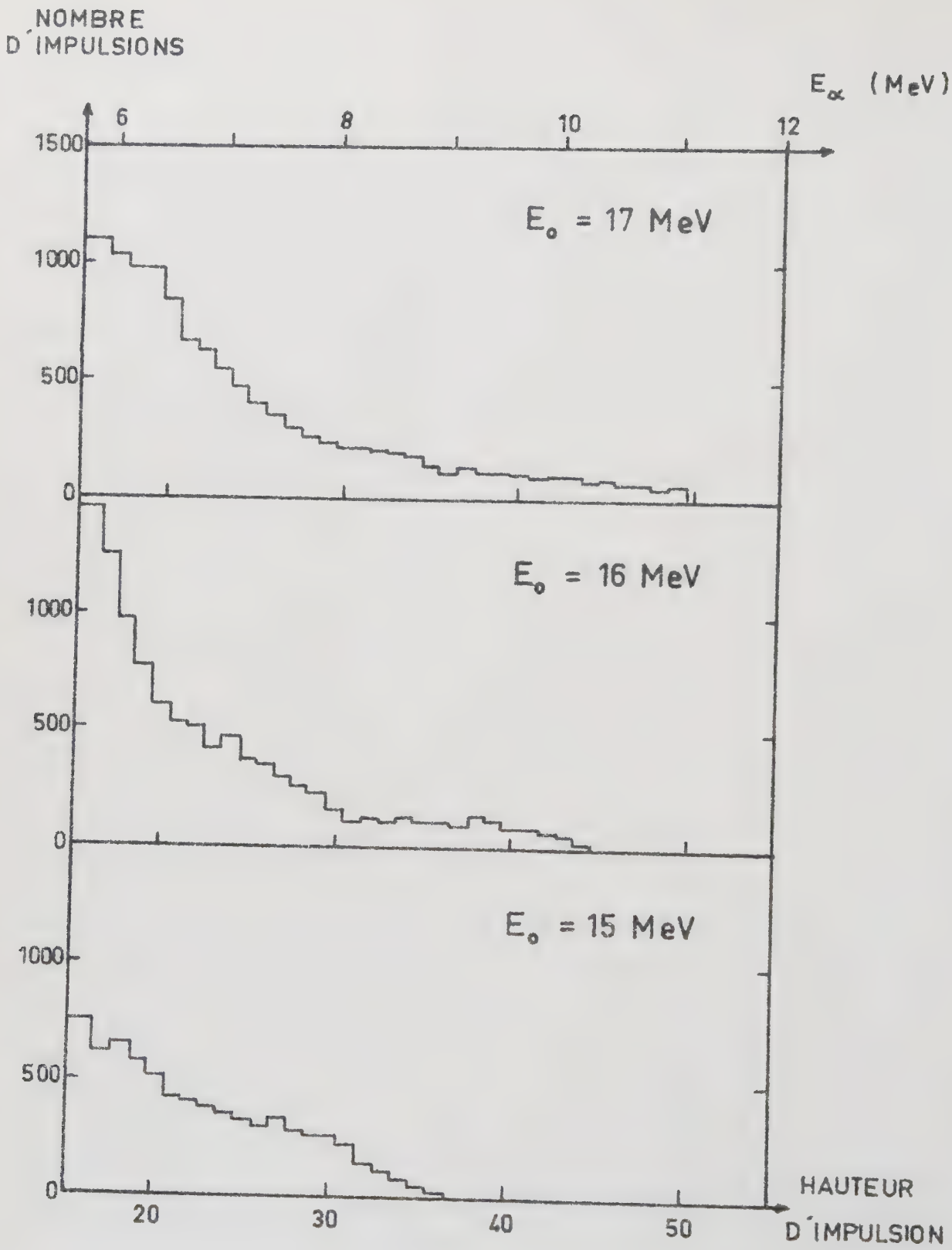

NOMBRE D'IMPULSIONS
E_α (MeV)
6
8
10
12
1500
1000
500
0
E_o = 17 MeV
E_o = 16 MeV
E_o = 15 MeV
20
30
40
50
HAUTEUR D'IMPULSION

FIGURE 33

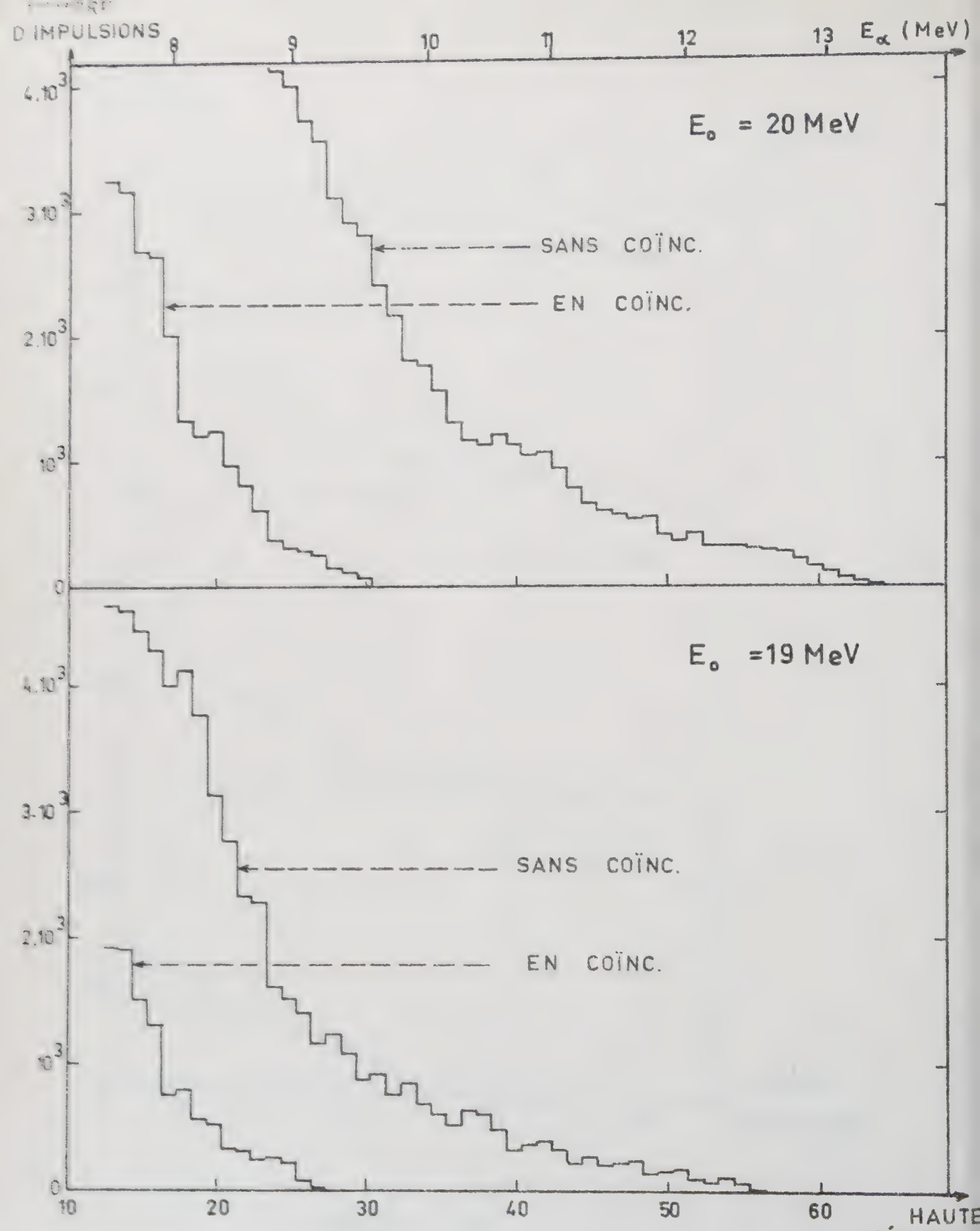

D IMPULSIONS
8
9
10
11
12
13
E_α (MeV)
4.10^3
3.10^3
2.10^3
10^3
0
E_o = 20 MeV
SANS COÏNC.
EN COÏNC.
E_o =19 MeV
10
20
30
40
50
60
HAUTE
D'IMPULSIO

FIGURE 34

- pour les énergies de neutrons supérieures à 20 MeV les réactions (n,d) , (n,np) et (n,t) sur le carbone qui présentent des seuils respectifs de 14,9 MeV, 17,3 MeV et 20,5 MeV donnent des produits qui ne peuvent pas être discriminés des émissions α dans le scintillateur à l'aide de notre technique expérimentale.

IV. REACTIONS $^{12}C(n,n')3\alpha$.

Les distributions en énergie des particules α résultant des réactions $^{12}C(n,n')3\alpha$ constituent une contribution importante (20%) à celles représentées sur les figures 33 et 34 *. On constate sur ces spectres un accroissement du nombre d'évènements en-dessous d'une limite E_1 qui se déplace de 7,5 MeV à 9,6 MeV lorsque l'énergie des neutrons incidents varie de 15 à 20 MeV. La valeur E_1 correspond à l'énergie maximale des produits de la réaction :

$$n + {}^{12}C \longrightarrow n' + {}^{12}C^* \longrightarrow n' + 3\alpha$$

pour une énergie d'excitation du noyau ^{12}C de 12,73 MeV. Cette interprétation a été confirmée par les expériences de coïncidences réalisées à l'aide du compteur annulaire entourant un scintillateur central. Pour des neutrons incidents de 19 et 20 MeV, l'énergie maximale des particules α

---

* spectres obtenus à partir de l'analyse bidimensionnelle (64x64 canaux) en regroupant tous les évènements correspondant à des particules α de même énergie.

ainsi détectées est respectivement 8,6 et 8,9 MeV* ce qui est en accord avec la cinématique du processus envisagé. Nous avons indiqué sur le tableau IX, les limites inférieures et supérieures calculées de l'énergie totale des trois particules α résultant des principaux modes de désexcitation rapportés au début de ce chapitre.

TABLEAU IX

		Mécanisme	E_o = 19 MeV		E_o = 20 MeV	
			E_{3_α} (min)	E_{3_α} (max)	E_{3_α} (min)	E_{3_α} (max)
$^{12}C + n \rightarrow$	1	$^9Be^* + \alpha \rightarrow {}^8Be + \alpha + n'$ $^9Be^*$ (2,43 MeV)	4,5	10,5	5,1	11,5
	2	$^9Be^* + \alpha \rightarrow {}^5He + 2\alpha$	8,4	10,8	9,2	11,8
	3	(a) $^{12}C^* + n' \rightarrow {}^8Be + \alpha + n'$				
		(b) $^{12}C^*$ (9,64 MeV)	2,5	6,1	2,5	6,4
		(c) $^{12}C^*$ (10,84 MeV)	3,7	7,1	3,7	7,4
		(d) $^{12}C^*$ (11,83 MeV)	4,8	7,9	4,8	8,2
		(e) $^{12}C^*$ (12,73 MeV)	5,8	8,6	5,7	8,9
		(f) $^{12}C^*$ (14,71 MeV)	7,9	10,1	7,8	10,4
	4	$^5He + {}^8Be$	3,2	8,8	3,4	9,6

* valeurs déduites à partir des limites des spectres en coïncidence de la figure 34.

Si on compare, à 19 MeV par exemple, les valeurs E_{3_α} (min) et E_{3_α} (max) à la limite supérieure (8,6 MeV) du spectre obtenu en coïncidence, on constate que le mécanisme (2) n'est pas mis en évidence. Il en est de même pour la désexcitation du carbone par l'intermédiaire du niveau de 14,71 MeV. Entre 7,9 MeV et 8,6 MeV, la distribution en énergie peut représenter les désintégrations correspondant au niveau de 12,73 MeV, avec éventuellement la contribution du processus (1). L'accroissement du nombre d'évènements enregistrés au-dessous de 7,9 MeV peut rendre compte de l'émission α suivant les mécanismes (3 c et d) à partir des états excités à 11,83 MeV et 10,84 MeV.

Ce résultat est en accord avec les mesures de FRYE [57] qui a attribué la majorité des désexcitations à un tel processus. De même pour des énergies incidentes comprises entre 17 et 19 MeV, VASIL'EV [58] a évalué à 23 % la fraction des évènements correspondant aux modes (3) et à 4 % seulement celle qui fait intervenir les niveaux excités de ^{9}Be. Il faut remarquer que la même discussion peut être effectuée sur les résultats que nous avons obtenus à 20 MeV.

En résumé, nous pouvons dire que d'après nos expériences l'émission des trois particules α consécutive à la diffusion inélastique des neutrons rapides sur le carbone se fait essentiellement par l'intermédiaire des niveaux de ^{12}C situés entre 9,64 et 12,73 MeV. Nous n'avons noté aucune contribution pouvant provenir d'un état d'excitation

supérieure. Par contre une proportion faible des évènements enregistrés peut être attribuée au passage par le premier niveau de ^{9}Be.

CONCLUSION

Ce travail est consacré à l'étude de la détection des neutrons rapides à l'aide de scintillateurs organiques. Nous avons, en particulier, analysé les distributions en énergie des protons de recul et celles des particules α résultant des réactions $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$ et $^{12}C(n,n')3\alpha$.

Nous avons d'abord mis au point une technique originale qui met à profit la loi de décroissance, en fonction du temps, de la lumière émise par ces scintillateurs, pour identifier les particules d'après leur nature. Cette méthode de discrimination a été appliquée à la séparation des protons et des particules α, ce qu'aucune technique semblable n'avait permis jusqu'alors d'effectuer.

Nous avons ensuite analysé les caractéristiques de discrimination présentées par de nombreux scintillateurs organiques. Parmi les composés liquides, plastiques et monocristallins que nous avons comparés, le stilbène présente les propriétés les plus intéressantes pour notre travail.

A l'aide de ce détecteur irradié par des neutrons rapides d'énergies comprises entre 15 MeV et 20 MeV, nous avons obtenu les distributions expérimentales de protons de recul en séparant la contribution des particules α émises dans les réactions induites sur les noyaux

ce carbone. Ces spectres sont comparables à ceux trouvés en calculant la distribution en amplitude des impulsions délivrées par le photomultiplicateur qui correspond à la diffusion élastique des neutrons sur les noyaux d'hydrogène du stilbène. L'accord entre les résultats mesurés et théoriques limité jusqu'alors à la partie du spectre correspondant à la seule diffusion n-p , a été étendu à des énergies de protons de recul plus faibles (2,5 MeV par exemple pour une énergie incidente de 15 MeV). Cette méthode augmente le domaine d'utilisation des scintillateurs organiques comme spectromètre de neutrons. Elle doit permettre en particulier l'analyse des spectres complexes de neutrons dans un domaine d'énergies comprises entre 2,5 et 30 MeV. Une application possible de cette technique expérimentale pour des énergies incidentes encore plus élevées (> 30 MeV) est l'identification et l'enregistrement des ions lourds tels que les noyaux de carbone de recul créés par la diffusion élastique des neutrons.

Les distributions en énergie des particules α,créées dans le scintillateur irradié par un flux de neutrons d'énergie supérieure au seuil des réactions induites sur le carbone, sont également étudiées. La variation de la section efficace différentielle de la réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$ déterminée entre 0° et 100° dans le système du centre de gravité, ne met pas en évidence de mécanismes de pick-up ou de knock-on. Ce résultat est en désaccord avec ceux obtenus précédemment à l'aide de la technique des émulsions nucléaires.

Cependant la forme des distributions angulaires, indépendante de l'énergie des neutrons incidents, indique l'intervention d'un mécanisme d'interaction directe entre le projectile et la cible. C'est pourquoi nous avons d'abord tenté d'interpréter ces résultats avec la théorie de BUTLER La section efficace différentielle calculée rend compte de manière satisfaisante des courbes expérimentales avec un transfert de moment cinétique correspondant au processus de heavy-particle stripping.

Nous avons également appliqué un modèle (MASSOT) utilisant l'approximation de Born pour des ondes planes avec différents potentiels d'interaction nucléaire (delta, gaussien). Les résultats de cette théorie sont en bon accord avec l'expérience lorsqu'on suppose que la réaction fait intervenir l'éjection, par le neutron qui se fixe sur le coeur ^{8}Be, de la particule α formée préalablement dans la cible. Les valeurs des paramètres qui correspondent à ce mécanisme sont voisines de celles déduites par d'autres auteurs de l'étude de la réaction $^{16}O(n,\alpha_o)^{13}C$, en particulier dans le cas d'un potentiel d'interaction de type gaussien.

Nous avons déterminé également la variation de la section efficace totale correspondant à : $^{12}C(n,\alpha_o)^{9}Be$ pour les énergies de neutrons comprises entre 15 et 20 MeV.

Les spectres résultant des réactions sur le carbone qui conduisent à l'émission de trois particules α sont présentés. A partir de l'analyse de ces distributions en énergie on a conclu que cette émission se fait essentiellement par l'intermédiaire des niveaux de ^{12}C situés

entre 9,63 et 12,73 MeV et que la contribution du passage par ^{9}Be est faible.

L'ensemble de ces résultats est utile pour la détermination de l'efficacité de détection des neutrons ($E_o > 8$ MeV). La forme des spectres α résultant des interactions sur le carbone n'ayant pas été auparavant obtenue par l'expérience, le calcul de l'efficacité reposait sur des simplifications importantes. La méthode de discrimination utilisée et les mesures effectuées dans ce travail permettent de connaître la contribution des particules α dont la détection augmente l'efficacité.

BIBLIOGRAPHIE

1. R. VOLTZ, Thèse, Strasbourg, (1965).
2. G.T. WRIGHT, Proc. Phys. Soc., (B), 69, (1956), 358.
3. F.D. BROOKS, "Organic Scintillators", Prog. Nuclear Physics, 5 , (1956), 252.
4. R.B. OWEN, I.R.E. Trans. Nucl. Sci., NS 5, (1958), N°3, 198.
5. F.D. BROOKS, Nucl. Instr. and Meth., 4, (1959), 151.
6. Y.A. NEMILOV, K.A. GRIDNEV, A.N. PISAREVSKII, Opt. i. Spectr., 9, 6, (1960), 792.
7. L.M. BOLLINGER, G.E. THOMAS, Rev. Sci. Instr., 32, (1961), 1044.
8. R.B. OWEN, I.R.E. Trans. Nucl. Sci., NS-9, (1962), N°3, 285.
9. G. WALTER, Thèse, Strasbourg, (1964).
10. F.D. BROOKS, R.W. PRINGLE, B.L. FUNT, I.R.E. Trans. Nucl. Sci., NS-7, (1960), 35.
11. H. JEREMIE, Nucl. Phys., 47, (1963), 225.
12. R.B. OWEN, Nucleonics, 17, (1959), 9, 92.
13. R. BATCHELOR, W.B. GILBOY, A.D. PURNELL, J.H. TOWLE, Nucl. Instr. and Meth., 8, (1960), 146.
14. G.C. DOROSHENKO, E.L. STOLYAROVA, Prib. i Tekhn. Eksp., 3, (1961), 69.

15. R. BATCHELOR, W.B. GILBOY, J.B. PARKER, J.H. TOWLE, Nucl. Instr. and Meth., 13, (1961), 70.

16. B. BRUNFELDER, J. KOCKUM, N. STARFELT, Neutron Dosimetry, 2, Int. Atomic Energy Agency, Vienne, (1963), 351.

17. M. FORTE, K. KONSKI, C. MARAZANA, Int. Atomic Energy Agency Conference, Belgrade, (1961), NE/59.

18. T.K. ALEXANDRE, F.S. GOULDING, Nucl. Instr. and Meth., 13, (1961), 244.

19. M.L. ROUSH, M.A. WILSON, W.F. HORNYAK, Nucl. Instr. and Meth., 31, (1964), 112.

20. H. DUPONT, Thèse, 3ème cycle, Strasbourg, (1966).

21. G. WALTER, A. COCHE, Nucl. Instr. and Meth., 23, (1963), 147.

22. G. WALTER, A. HUCK, J.P. TREVETIN, A. COCHE, J. Phys., 24, (1963), 1017.

23. P. RAIMBAULT, Acta Electronica, 5, (1961), 61.

24. G.T. WRIGHT, J. Sci. Instr., 31, (1954), 377.

25. E. BREITENBERGER, Progress in Nuclear Physics, 4, (1955), 56.

26. G.F. GARLICK, G.T. WRIGHT, Proc. Phys. Soc., (B), 65, (1952), 415.

27. I.R. PRESCOTT, Nucl. Instr. and Meth., 22, (1963), 256.

28. G. PFEFFER, Thèse, Strasbourg (1965).

29. J.I. HOPKINS, Rev. Sci. Instr., 22, (1951), 29.

30. J.B. BIRKS, M.E. SZENDREI, Phys. Rev., 91, (1953), 197.

31. R.C. SANGSTER, J.W. IRVINE, J. Chem. Phys., 24, (1956), 670.

32. Nuclear Enterprises LTD, (fournisseur).

33. R.K. SWANK, Ann.Rev. Nucl. Sci., 4, (1954), 111.

34. A. HORSLEY, Nuclear Data, section A, 2, 3, (1966), 243.

35. J.R. STEHN, M.D. GOLDBERG, B.A. MAGURNO, R. WIENER-CHASMAN, Neutron Cross Sections, BNL-325, Second Edition, Brookhaven, (1964).

36. G. WALTER, A. HUCK, J.P. TREVETIN, A. COCHE, L'Onde Electrique, 446, (1964), 551.

37. J.P. TREVETIN, Thèse, 3ème cycle, Strasbourg, (1963).

38. J.L. GAMMEL, Fast Neutron Physics, 2, Interscience Publishers ; New-York, (1963), 2185.

39. C.W. LEWIS, J.M. BLAIR, Nucl. Instr. and Meth. 35, (1965), 261.

40. C.D. SCHWARTZ, G.E. OWEN, O. AMES, U.S. Atomic Energy Comm. Report NYO-2053, (1957).

41. C.J. TAYLOR, W.K. JENTSCHKE, M.E. REMLEY, F.S. EBY, P.G. KRUGER, Phys. Rev., 84, (1951), 1034.

42. H.W. BROEK, C.E. ANDERSON, Rev. Sci. Instr. 31, (1960), 1063.

43. B.V. RYBAKOV, V.A. SIDOROV, Fast Neutron Spectroscopy, Consultants Bureau, New-York, (1960), 62.

44. H.C. EVANS, R.H. BELLAMY, Proc. Phys. Soc. 74, (1959), 483.

45. S. SCHWARTZ, H.O. ZETTERSTRÖM , Nucl. Instr. and Meth. 41, (1966), 93.

46. J.B. BIRKS, Proc. Phys. Soc. A64, (1951), 874.

47. R. VOLTZ, J. LOPES DA SILVA, G. LAUSTRIAT, A. COCHE, J. Chem. Phys. 45, (1966), 3306.

48. W.H. BARKAS, M.J. BERGER, Studies in Penetration of Charged Particles in Matter, National Academy of Sciences, Washington, (1964), 103.

49. U. FANO, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13, (1963).

50. W. WHALING, Handbuch der Physik, 34, Springer, Berlin, (1958), 193.

51. C.D. SCHWARTZ, G.E. OWEN, Fast Neutron Physics, 1, Interscience Publishers, New-York, (1960), 211.

52. J.O. HIRSCHFELDER, J.L. MAGEE, Phys. Rev. 73, (1948), 207.

53. T. DOKE, M. ADACHI,S. KUBOTA, M. ZSUKADA, E. TAJIMA, Nucl. Instr. and Meth. 48, (1967), 245.

54. R.E. SEGEL, C.D. SCHWARTZ, G.E. OWEN, Rev. Sci. Instr. 25, (1954), 140.

55. R.A. AL-KITAL, R.A. PECK, Jr., Phys. Rev., 130 (1963) 1500.

56. M.L. CHATTERJEE, B. SEN, Nucl. Phys., 51 (1964) 583.

57. G.M. FRYE, Jr., L. ROSEN, L. STEWART, Phys. Rev., 99 (1955) 1375.

58. S.S. VASIL'EV, V.V. KOMAROV, A.M. POPOVA, J. Expt. Theoret. Phys., 33 (1957) 1321.

59. T.A. BRINKLEY, B.A. ROBSON, E.W. TITTERTON, Proc. Phys. Soc., 84 (1964) 201.

60. J. MÖSNER, G. SCHMIDT, J. SCHINTLMEISTER, Nucl. Phys., 64 (1965) 169.

61. J. MÖSNER, G. SCHMIDT, J. SCHINTLMEISTER, Nucl. Phys., 75 (1966) 113.

62. E.R. GRAVES, R.W. DAVIS, Phys. Rev., 97 (1955) 1205.

63. S.T. BUTLER, Proc. Roy. Soc. (London) A 208 (1951) 559.

64. G.A. GRIN, C. JOSEPH, B. VAUCHER, J.C. ADLER, J.F. FOULDE, A. HENCHOZ, Helv. Phys. Acta, 38 (1965) 666.

65. W.E. KREGER, B.D. KERN, Phys. Rev., 113 (1959) 890.

66. E.M. RIMMER, P.S. FISHER, Nucl. Phys., A 108 (1968) 567.

67. N. CINDRO, I. SLAUS, P. TOMAS, B. EMAN, Nucl. Phys., 22 (1961) 96.

68. B. LEROUX, J. DALMAS, TH. PH. DOAN, PH. Le THANH, R. CHASTEL, Nucl. Phys., 67 (1965) 333.

69. B. LEROUX, K. SORDO, J. DALMAS, R. CHASTEL, J. Phys., Coll. No 1, (1966) C1-93.

70. W.N. Mc. DICKEN, W. JACK, Nucl. Phys., 88 (1966) 457.

71. J.N. MASSOT, E. EL-BAZ, J. LAFOUCRIERE, Nucl. Phys., 58 (1964) 273.

72. J.N. MASSOT, Thèse 3° cycle, Lyon, (1964).

73. A.S. BHATIA, K. HUANG, R. HUBY, H.C. NEWNS, Phil. Mag., 43, (1952), 485.

74. B. SEN, Nucl. Phys., 41 (1963) 435.

75. G.H. LAMOT, C. FAYARD, J.N. MASSOT, E.EL-BAZ, J. LAFOUCRIERE, Nucl. Phys., A99 (1967) 633.

76. R.D. MURPHY, D.R. MAXSON, Bull. Am. Phys. Soc., 12 (1967) 1041.

77. B. LEROUX, K. EL HAMMANI, J. DALMAS, R. CHASTEL, G. LAMOT, C. FAYARD, J. HAJJ BOUTROS, communication privée.

78. M.V. HARLOW, R.L. ROBINSON, B.B. KINSEY, Nucl. Phys. 67 (1965) 249.

79. B.B. KINSEY, Phys. Rev., 99 (1955) 332.

TABLE DES MATIERES

page

- INTRODUCTION 1
- CHAPITRE I

  Identification des particules dans les scintillateurs organiques. 7

  I . Les deux composantes de la scintillation. 7

  II. Choix de la méthode de discrimination utilisée. 10

  III. Caractéristiques des scintillateurs organiques pouvant être utilisée dans notre étude. 17

- CHAPITRE II

  Etude théorique et expérimentale des spectres de protons de recul résultant de la diffusion n-p. 27

  I. Distribution en énergie des protons de recul. 28

  II. Distribution calculée des hauteurs d'impulsions. 33

  III. Distribution mesurée des hauteurs d'impulsions. 47

  IV. Comparaison entre les distributions calculées et expérimentales 50

- CHAPITRE III

Etude des interactions des neutrons rapides avec les noyaux de carbone dans un scintillateur organique. 53

I. Détermination expérimentale des distributions en énergie des particules α résultant des réactions $^{12}C(n,\alpha_o)^9Be$ et $^{12}C(n,n')3\alpha$. 58

II. Distributions angulaires de la réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^9Be$ et interprétation théorique. 66

III. Variation de la section efficace totale de la réaction $^{12}C(n,\alpha_o)^9Be$ avec l'énergie incidente. 78

IV. Réactions $^{12}C(n,n')3\alpha$. 81

- CONCLUSION 85

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ
OU, ÉVENTUELLEMENT, SECONDE THÈSE:

Applications récentes du modèle statistique aux réactions induites par les neutrons

Strasbourg, le 19 mars 1968
Le Président du Jury
A. COCHE

Vu et permis d'imprimer
Strasbourg, le 30 mars 1968
Pour le Doyen,
l'Assesseur
J. BRENET